TOME 17 SUPPLÉMENT AU N° 11 NOVEMBRE 1956

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

PHYSIQUE APPLIQUÉE

PREMIÈRE EXPÉRIENCE DE MONOCHROMATION DOUBLE EN SÉPARATION ÉLECTROMAGNÉTIQUE DES ISOTOPES

Par CHARLES CASSIGNOL,
Centre d'Études nucléaires de Saclay, Service de Physique nucléaire.

Sommaire. — Après avoir énuméré les causes susceptibles de limiter l'enrichissement dans les séparations isotopiques, un dispositif électrostatique de double monochromation est décrit. Les premiers résultats mettent en évidence le gain d'un ordre de grandeur sur le coefficient d'enrichissement, par rapport aux séparations ordinaires.

La séparation électromagnétique est le seul procédé permettant, en théorie, d'obtenir en une seule opération des isotopes à l'état pur. En pratique, il est rare d'avoir, pour les éléments lourds, des coefficients d'enrichissement supérieurs à quelques dizaines d'unités. Dans les cas où un tel résultat est insuffisant, on est contraint de « recycler », c'est-à-dire de récupérer l'isotope insuffisamment enrichi et de le réutiliser comme charge de source. Dans le cas du séparateur électromagnétique de Saclay, le recyclage, pour plusieurs raisons, ne peut être envisagé.

Il existe plusieurs mécanismes possibles pour produire la contagion isotopique. Ce peuvent être par exemple le chromatisme résiduel des sources, les défauts géométriques insuffisamment corrigés, l'interaction des faisceaux d'ions avec le gaz résiduel (chocs élastiques ou non, chocs suivis d'échange de charge), les rebondissements des ions au collecteur, les fluctuations de charge d'espace, les claquages dans la section d'accélération des ions, etc. Une étude systématique de ces phénomènes et de leur importance relative se présente comme extrêmement ardue ; par ailleurs, il n'est pas du tout certain que les résultats de cette étude, même supposés bons du point de vue fondamental, permettent d'apporter un remède efficace au phénomène de contagion.

Il n'existe pas, tant d'après nos propres expériences que d'après les catalogues d'isotopes de l'étranger, de loi définie de contagion, ce qui laisse penser que celle-ci a plusieurs origines en concurrence.

Nous avons entrepris de tourner la difficulté en associant à notre séparateur un deuxième étage dispersif. Au lieu de disposer des collecteurs en bout de l'appareil, collecteurs dont l'entrée coïncide avec l'image de la fente-source pour les différents isotopes, on reçoit l'ensemble des faisceaux sur une plaque portant une fente convenable, sur laquelle on forme l'image de la fente-source pour un isotope particulier. Ce faisceau continue son chemin dans le post-analyseur. Les autres isotopes sont, soit arrêtés, soit collectés à la façon ordinaire. Le deuxième étage refocalise le premier faisceau et donne une deuxième image de la fente-source, à l'endroit de laquelle on dispose un collecteur.

Ceci impose de s'intéresser plus particulièrement à un seul isotope à la fois, ce qui correspond assez bien aux besoins de la recherche en physique nucléaire.

On ne peut guère estimer *a priori* de façon précise le gain sur l'enrichissement que ce procédé est susceptible d'apporter. On connaît bien l'exemple des monochromateurs doubles en optique, mais les mécanismes de contamination sont assez peu comparables. En optique corpusculaire, la double monochromation (qu'on ne doit pas confondre avec la double focalisation) est d'acquisition assez récente [1], [2]. Elle permet une amélioration considérable des performances, mais si les causes de contagion sont les mêmes, elles sont pondérées très

différemment. Si toutefois et comme nous le pensons, la contagion par les neutres a une grande importance relative, ce procédé, d'une très grande efficacité par rapport aux neutres, doit améliorer notablement les performances de notre machine.

On peut penser à un analyseur à champ magnétique ou électrique. Tout autre principe de dispersion (par exemple champs électrique et magnétique superposés, systèmes à temps de vol, etc.) paraissant à la fois plus complexe et moins efficace est prohibé.

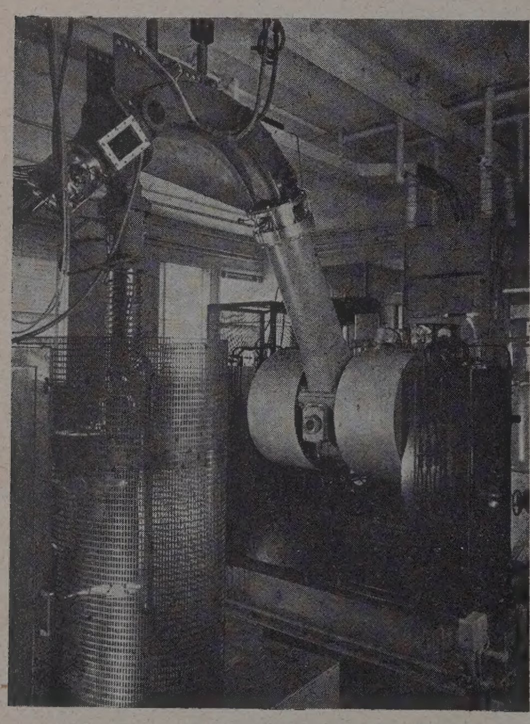


Fig. 1. — Vue de l'analyseur électrostatique monté à la sortie du séparateur d'isotopes.

Fig. 2. — Montage des électrodes du prisme électrostatique.

Un analyseur magnétique est un filtre de quantité de mouvement alors qu'un analyseur électrostatique est un filtre d'énergie. L'un et l'autre systèmes sont également efficaces par rapport aux neutres. Dans l'ignorance où nous nous trouvons de l'origine de la contagion résiduelle, les neutres étant éliminés, il importe peu de choisir l'un ou l'autre type.

Si la finesse de l'analyseur électrostatique est suffisante, il remédie automatiquement à la contagion due aux claquages dans la section d'accélération et au chromatisme de la source, ce qui n'est pas le cas de l'analyseur magnétique. Par contre, l'analyseur magnétique donne de meilleures images et peut transporter des faisceaux intenses, par suite du phénomène de neutralisation de charge d'espace. On ne sait pas corriger le défaut d'ouverture des prismes électrostatiques et, dans le cas des faisceaux intenses, les propriétés de focalisation peuvent être perturbées par la charge d'espace.

Toutes ces raisons sont assez peu déterminantes dans le choix du type d'analyseur. Nous avons donc pu, en toute tranquillité d'esprit, fixer notre choix sur le type électrostatique, seul compatible avec d'autres exigences, celles-là d'ordre pratique et pour la plupart draconiennes. En effet, son poids est faible ; on peut facilement le soutenir par le plafond (il pèse quelques dizaines de kilogrammes contre plusieurs tonnes pour le type magnétique équivalent) ; son prix est beaucoup moins élevé ; il est facile de l'alimenter. Enfin, on peut l'adapter au séparateur sans bouleverser la disposition du local et dans la hauteur de plafond disponible (*fig.* 1).

L'analyseur électrostatique que nous avons construit est à champ cylindrique. On sait que lorsque ce champ règne sur la totalité des trajectoires, il se produit une seconde focalisation pour un parcours angulaire égal à environ 127°. Dans notre cas, la déviation angulaire est de 100°, en sorte que la fente-objet et la fente-image sont légèrement écartées du champ.

Le rayon de courbure moyen a été choisi égal à 50 cm, identique à celui du premier étage. On aurait pu penser qu'un rayon de 1 m aurait été

préférable, puisque donnant une dispersion plus grande en énergie. Mais la réalisation aurait été beaucoup plus ardue et nous nous sommes tenus au premier chiffre.

L'ouverture des faisceaux que cet appareil doit transporter étant de plusieurs degrés, le champ électrique a été défini non seulement par les électrodes terminales, mais aussi par des électrodes de garde.

La tension de fonctionnement est un peu inférieure à 9 000 V entre électrodes terminales pour une énergie des ions de 30 kV. Les électrodes de garde sont connectées à différents points d'une chaîne de résistances calculée de façon à assurer la répartition de champ théorique. La masse est connectée à un point voisin du milieu de la chaîne. Le débit de la chaîne de résistances est de vingt milliampères, ce qui s'est révélé *a posteriori* surabondant, mais constitue une bonne sécurité contre le déséquilibre ou l'effondrement éventuels du champ en cas d'impact du faisceau sur une électrode.

L'étanchéité de l'enveloppe et le montage des électrodes nous ont posé des problèmes de technologie assez délicats, qui ont été résolus de façon satisfaisante, sinon élégante.

Cet analyseur, dont l'étude avait commencé au mois de janvier 1954, a fonctionné pour la première fois au mois de novembre 1955. (Les délais de fabrication avaient été très longs). Il a tout d'abord servi à préparer du magnésium-24 et du molybdène-92. Aucun contrôle de l'enrichissement n'a été fait sur ces corps. Il s'agissait, en effet, plutôt d'un essai technologique de l'appareil que d'un essai de performances. L'essai technologique a été satisfaisant : bonne étanchéité, qualité des images acceptable, quelques claquages le long des isolants disparaissant rapidement.

L'essai de performances proprement dit a été fait au mois de février 1956 et a porté sur l'uranium, plus exactement sur l'enrichissement de l'isotope 235, le cas de l'isotope 234 étant pour le moment laissé à part. Nous n'avons pas cherché à extraire de forts courants. L'intensité du faisceau d'uranium était voisin de 300 microampères. Une séparation tranquille de quelques dizaines d'heures nous a permis de recueillir une fraction de milligramme d'uranium dans lequel l'abondance de l'isotope 235 dans l'uranium total est de 79 ± 3 %.

Cette mesure d'abondance isotopique a été faite par spectrométrie α. Il est intéressant de constater qu'à de tels pourcentages isotopiques, la correction due à la structure fine α de ^{235}U devient très importante. L'enrichissement de ^{235}U dans cette opération dépasse 500. (La charge de source était de l'uranium naturel dans lequel l'abondance de l'isotope 235 est de 7 ‰).

A titre de comparaison, immédiatement après cette séparation, nous en avons fait une autre dans les mêmes conditions mais sans post-analyse électrostatique. Dans cette opération, l'abondance du ^{235}U collecté est de 11,5 % dans l'uranium total. L'enrichissement est d'environ 19. On voit que l'emploi de la monochromation double permet de gagner un bon ordre de grandeur sur l'enrichissement sans perdre sensiblement sur les quantités horaires collectées.

Il s'agit d'ailleurs seulement du premier essai de performances. Nous pensons être en mesure d'améliorer encore notablement les performances de l'appareil actuel, simplement en apportant plus de soin à l'alignement des diaphragmes et à la focalisation de l'étage électrostatique.

Un fait mérite d'être signalé. Quand on relève un spectre de masse sur le séparateur, il est toujours affecté d'un bruit de fond important ; les pics sont larges et « traînent ». Nous n'avons jamais pu interpréter correctement la forme de ces spectres. Quand on relève des spectres à l'extrémité du deuxième étage, ils sont beaucoup plus propres et faciles à interpréter. Nous avons là certainement une méthode d'étude de la contagion dans le séparateur qui nous permettra peut-être d'y remédier partiellement.

Ce premier essai de monochromation double pour la séparation électromagnétique des isotopes est le résultat d'un travail d'équipe. M. Sarrouy a eu la responsabilité de l'étude et de la réalisation du post-sélecteur électrostatique. M. Delmas a résolu le problème de l'étanchéité d'une enveloppe particulièrement défectueuse. M. Knittner a, d'une part, fabriqué une centaine d'isolants sur mesure, d'autre part, réalisé la source d'ions à pulvérisation cathodique dont M. Druaux avait préalablement déterminé les caractéristiques. M. Cancela a réalisé les collecteurs. Enfin, M. Ranc a mis au point et effectué la séparation isotopique.

Mme Olkowsky et M. L. Cohen ont fait les mesures radioactives des abondances isotopiques. Nous leur exprimons notre gratitude pour le soin qu'ils y ont apporté.

Manuscrit reçu le 30 mars 1956.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Inghram et Hayden, *Nuclear Science Series*, Report n° 14.

[2] Cassignol, Geller et Moreau, Spectromètre de masse pour la détection des fuites. *Le Vide*, novembre 1953.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11
TOME 17, NOVEMBRE 1956, PAGE 116 A

SUR UN PROBLÈME DE TRANSPORT DE CHALEUR PAR DÉPLACEMENT D'UN SOLIDE

Par M. COTTE,
Faculté des Sciences de Poitiers
et Laboratoire de Physique M. P. C., Paris.

Sommaire. — Le refroidissement d'un cylindre circulaire homogène sortant avec la vitesse v d'un four à la température T_0 pour pénétrer dans un milieu à la température θ_0 est étudié, en supposant un régime permanent spatial établi. Aux vitesses v très faibles la convection a peu d'importance. Aux vitesses v plus grandes, c'est la conduction longitudinale qui joue un rôle négligeable : la température dans une section droite du cylindre à la sortie du four est sensiblement T_0 ; la répartition des températures, à quelque distance de la sortie se déduit très facilement de l'étude du refroidissement en régime transitoire d'un cylindre pris tout entier à la température T_0 et porté dans un bain à la température θ_0.

Dans le cas d'un cylindre entouré d'un manchon de conductivité et de capacité calorifique différentes, une expression approchée assez simple de la température sur l'axe est établie, moyennant quelques hypothèses simplificatrices.

Quoique le mot convection suggère habituellement le transport de chaleur par le mouvement d'un fluide, il arrive que la chaleur soit aussi transportée par le déplacement d'un solide. Dans cet article, nous étudions théoriquement un problème où ce genre de convection présente quelque intérêt pratique.

Refroidissement d'un cylindre circulaire homogène sortant d'un four. — Un cylindre circulaire homogène sort avec la vitesse v d'un four où il est maintenu à la température T_0 pour pénétrer dans un bain contenant un liquide à la température θ_0. Nous supposerons le cylindre infiniment long, et un régime permanent de température établi dans l'espace. Désignons par K la conductivité thermique du cylindre, par γ sa capacité calorifique par unité de volume, par $a = K/\gamma$ sa diffusivité.

Nous prendrons l'axe du cylindre comme axe des x, et sur cet axe une origine O à la sortie du four. En coordonnées cylindriques, ρ, x, et en régime permanent, la température θ du cylindre vérifie l'équation que nous établirons dans l'annexe 1 :

$$\frac{K}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial\theta}{\partial\rho}\right)+\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2}-\frac{v}{a}\frac{\partial\theta}{\partial x}=0. \qquad (1)$$

Les conditions aux limites sont

$$E[\theta(R, x)-T]=-K\frac{\partial\,\theta(R, x)}{\partial\rho} \qquad (2)$$

E étant le coefficient d'échange superficiel, que l'on peut éventuellement considérer comme fonction de v, et T représentant T_0 pour $x < 0$ et θ_0 pour $x > 0$. Ces conditions aux limites sont idéalisées puisqu'elles supposent mince la paroi du four. Nous discuterons plus loin cette approximation. Nous admettons que les valeurs de E sont en général différentes à l'intérieur et à l'extérieur du four, et cela conduira pour les domaines $x < 0$ et $x > 0$ à des calculs séparés, d'ailleurs analogues. Pour simplifier, nous supposons K et γ indépendants de la température. Nous devrons ensuite raccorder en $x = 0$ les solutions.

Si nous posons

$$V(\rho, x)=\theta(\rho, x)-T \qquad (3)$$

les équations (1) et (2) admettent, dans chacun des domaines, des solutions particulières de la forme

$$V_m = A_m\, e^{\beta_m x}\, J_0\left(\xi_m\frac{\rho}{R}\right). \qquad (4)$$

Dans (4), A_m est une constante, et J_0, la fonction de Bessel d'ordre zéro ; les constantes ξ_m et β_m sont définies par

$$\frac{K}{R}\xi_m\, J_1(\xi_m)=EJ_0(\xi_m) \qquad m=1, 2, \ldots \qquad (5)$$

$$\beta_m^2-\beta_m\frac{v}{a}=\frac{\xi_m^2}{R^2}. \qquad (6)$$

Dans (5), $J_1(\xi_m)$ est la fonction de Bessel d'ordre 1. La constante ξ_m sera ainsi voisine d'un zéro de J_0 si RE/K est grand, et d'un zéro de J_1 si RE/K est petit. Comme nous voulons que V_m reste borné quel que soit x, nous choisirons dans (6) la racine β_m de signe contraire à x.

Les données K, R, E étant fixées, il existe une infinité de valeurs de ξ_m et les fonctions $J_0\left(\xi_m\frac{\rho}{R}\right)$ constituent dans le cercle $0 < \rho < R$ un système complet de fonctions de ρ orthogonales.

Toute superposition

$$V=\Sigma\, V_m \qquad (7)$$

de solutions définies par (4), (5), (6) vérifie (1) et (2). La solution du problème revient alors à déterminer les constantes A_m de part et d'autre de $x = 0$ de sorte que (7) entraîne pour $x = 0$ la continuité de la température et du flux de chaleur, c'est-à-dire de $\theta(\rho, x)$, et de $\frac{d}{dx}\theta(\rho, x)$ puisque nous supposons K constant.

Affectons d'un accent les valeurs correspondant à x négatif, et de deux accents les valeurs correspondant à $x > 0$. On obtient ainsi les relations

$$\begin{aligned} T_0 + \Sigma A'_m J_0\left(\xi'_m \frac{\rho}{R}\right) &= \theta_0 + \Sigma A''_m J_0\left(\xi''_m \frac{\rho}{R}\right) \\ \Sigma \beta'_m A'_m J_0\left(\xi'_m \frac{\rho}{R}\right) &= \Sigma \beta''_m A''_m J_0\left(\xi''_m \frac{\rho}{R}\right). \end{aligned} \tag{8}$$

On transforme les relations (8) en relations algébriques entre les A'_m et les A''_m en utilisant les relations d'orthogonalité des $J_0\left(\xi'_m \frac{\rho}{R}\right)$ et des $J_0\left(\xi''_m \frac{\rho}{R}\right)$ (voir Annexe II).

Le calcul est facile dans le cas

$$E' = E''. \tag{9}$$

D'après (5) les valeurs de ξ'_m et de ξ''_m sont égales ; ce qui permet de les représenter par la même lettre ξ_m ; les constantes β'_m et β''_m seront la racine positive et la racine négative de la même équation (6). Les relations (8) donnent dans ce cas

$$\beta'_m A'_m = \beta''_m A''_m \tag{10}$$

$$T_0 - \theta_0 = \Sigma(A''_m - A'_m)\, J_0\left(\xi_m \frac{\rho}{R}\right) \tag{11}$$

d'où on tire (cf. Annexe II)

$$A''_m - A'_m = 2C_m \tag{12}$$

avec

$$C_m = \frac{(T_0 - \theta_0)\, J_1(\xi_m)}{\xi_m [J_0^2(\xi_m) + J_1^2(\xi_m)]}. \tag{13}$$

Si la vitesse v de sortie du cylindre est nulle, on a un phénomène de conduction pure, et (10) et (12) donnent quel que soit m

$$A''_m = C_m \qquad A'_m = - C_m. \tag{14}$$

Si de plus E est assez grand pour que la température de la surface du cylindre soit T_0 dans le four, θ_0 hors du four, la solution de ce problème est la même que la solution du problème d'électrostatique suivant :

Une surface cylindrique conductrice coupée en O par un plan perpendiculaire à son axe a ses deux parties portées respectivement aux potentiels T_0 et θ_0. Quel est le potentiel θ en un point de l'espace intérieur à cette surface ? Évidemment le potentiel dans le plan de séparation $\theta(\rho, 0)$ est $(T_0 + \theta_0)/2$. La solution de ce problème, qui est donnée par (13), (14) avec $J_0(\xi_m) = 0$, peut encore être représentée [1] par

$$\theta(\rho, x) = \frac{T_0 + \theta_0}{2} - \frac{T_0 - \theta_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{J_0(iu\rho)}{J_0(iuR)} \frac{\sin ux}{u}\, du. \tag{15}$$

Si v n'est pas nul, mais si $\frac{Rv}{a}$ reste petit devant la première racine ξ_1 de l'équation (5), les formules (14) restent approximativement valables et les résultats ne sont pas sensiblement modifiés.

Étudions maintenant le cas Rv/a grand. Pour fixer les idées, rappelons que, en unités cm² sec⁻¹, a est de l'ordre de grandeur de l'unité pour un métal, du centième ou du millième pour un isolant thermique. Pour $R = 1$ cm, ce cas correspond à des vitesses v supérieures à 10 cm/sec pour un métal, et à 0,1 ou 0,01 cm/s pour un isolant. Alors β'_m sera petit et β''_m sera grand tant que m ne dépassera pas quelques unités. Par conséquent dès que $|x|$ sera assez grand pour que seuls les premiers termes du développement (7) aient de l'importance, nous pourrons écrire, quand (9) est réalisé

$$A'_m \simeq 0 \qquad A''_m \simeq 2C_m. \tag{16}$$

Faire l'approximation (16) revient à traiter dans le domaine des $x > 0$ le problème défini par l'équation aux dérivées partielles (1) avec les conditions aux limites

$$E[\theta(R, x) - \theta_0] = - K \frac{\partial\theta(R, x)}{\partial\rho} \tag{17}$$

$$\theta(\rho, 0) = T_0 \tag{18}$$

tandis que pour $x < 0$, on a sensiblement partout

$$\theta(\rho, x) = T_0. \tag{19}$$

Cette simplification duproblème pour $\frac{Rv}{a}$ grand n'est pas nécessairement liée à (9), et il est assez intuitif qu'elle subsiste [2] dès que la vitesse du cylindre est grande devant a/R, sauf peut être dans le cas $E' \ll E''$. Nous écarterons cette exception et nous remarquerons que dans les premiers termes du développement (4), β_m^2 sera petit devant $\beta_m v/a$. Cela revient à dire que, dès que x n'est pas très petit, θ satisfait aux conditions aux limites (17) et à l'équations aux dérivées partielles :

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} = \frac{K}{\gamma\rho} \frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho \frac{\partial\theta}{\partial\rho}\right) \tag{20}$$

si nous posons

$$t = (x/v). \tag{21}$$

L'approximation (18) (20) (21) revient à négliger le transport de chaleur par conduction longitudinale devant le transport par convection, et la variable t a une signification physique simple : c'est le temps depuis lequel la tranche d'abscisse x est sortie du

[1] Durand (E.), *Électrostatique et magnétostatique*, p. 404 à 412, Masson, édit., Paris, 1953. A noter que la validité des formules (179) et (180) de ce livre doit être limitée à $z > 0$. Le cas de cylindres coaxiaux séparés par un intervalle étroit traité p. 412, permet de tenir compte de l'épaisseur finie de la paroi du four.

[2] Nous pouvons même, sans grande erreur, supposer que la paroi du four, mauvaise conductrice, n'est pas très mince, à condition de prendre l'origine des x à la surface extérieure du four.

four. Or les équations (17), (18), (20), (21) sont les équations du refroidissement (en régime variable) d'un cylindre indéfini pris tout entier à la température T_0 et porté à l'instant zéro dans un bain à la température θ_0. La solution de ce problème est bien connue. On pourra se reporter, par exemple, à l'article de Gröber (*Zs. d. Ver. d. Ing.*, Bd 69, 1925, p. 705), qui donne des courbes et des diagrammes pour la température au centre du cylindre, la température à la périphérie et le flux de chaleur en fonction de la température initiale, de ER/K et de at/R^2.

Si, en plus ER/K est grand, on a

$$\theta(R, x) = \theta_0 \tag{22}$$

$$J_0(\xi_m) = 0 \tag{23}$$

et il résulte de (13), (18) et (20) le développement :

$$\frac{\theta(0, x) - \theta_0}{T_0 - \theta_0} = 1{,}60\ \mathrm{e}^{-5{,}8ax/(R^2v)} - 1{,}06\ \mathrm{e}^{-30{,}5ax/(R^2v)} + \ldots \tag{24}$$

Signalons que les méthodes du calcul symbolique appliquées à (18), (20, (22), et l'emploi du développement asymptotique de la fonction de Bessel, nous donnent aussi l'expression approchée

$$\theta(\rho, t) = T_0 - (T_0 - \theta_0) \sqrt{\frac{R}{\rho}}\left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^{(R-\rho)/(2\sqrt{at})} \mathrm{e}^{-u^2}\,\mathrm{d}u\right] \tag{25}$$

valable pour ρ voisin de R et t assez petit. Cette expression est analogue à celle que nous avons obtenue et discutée pour un problème de diffusion [1]. L'analogie des problèmes de diffusion et de propagation de la chaleur est bien connue ; toutefois nous avions traité un problème de diffusion dans l'espace *extérieur* à un cylindre, et il est intéressant de constater le raccordement des solutions pour $\rho > R$ et $\rho < R$. Les méthodes de calcul symbolique s'appliqueraient aussi dans le cas ER/K fini ; malheureusement le fait que l'approximation est limitée à des valeurs de t petites enlève un peu d'intérêt aux formules ainsi obtenues puisque nous devons supposer $t = x/v$ grand, si nous voulons utiliser l'équation (20), pour le problème de convection qui nous occupe.

Notons aussi que la solution du problème n'est pas liée au signe de la différence $T_0 - \theta_0$; si on avait $T_0 < \theta_0$, on obtiendrait l'échauffement d'un cylindre pris à la température T_0 et porté dans un four à la température θ_0.

II. Refroidissement d'un cylindre entouré d'un manchon.

— Au lieu d'un cylindre homogène, considérons un cylindre métallique de rayon r, bon conducteur de la chaleur, entouré d'un manchon concentrique, peu conducteur, de rayon intérieur r, de rayon extérieur R. Le tout sort avec la vitesse a d'un four à la température T_0 pour pénétrer dans un bain à la température θ_0. Proposons nous d'étudier le refroidissement de l'ensemble, et de trouver, en particulier, à quelle distance x_1 de la sortie du four, un point de l'axe du cylindre est à la température T_1.

Ce problème se traite de la même façon que le précédent. Mais nous aurons, pour le métal et pour le manchon deux équations (1) faisant intervenir respectivement les conductivités et capacités calorifiques, K_1, γ_1, pour le métal, K_2, γ_2 pour le manchon. En plus de la condition aux limites (2), il faudra écrire la continuité de la température et du flux de chaleur pour $\rho = r$. Si on fait l'approximation d'une température uniforme $\theta_1(x)$ dans une section droite du métal, ces conditions s'écrivent en régime permanent :

$$\theta_2(r, x) = \theta_1(x) \tag{26}$$

$$-v\gamma_1\frac{\mathrm{d}\theta_1}{\mathrm{d}x} + K_1\frac{\mathrm{d}^2\theta_1}{\mathrm{d}x^2} + 2\frac{K_2}{r}\frac{\partial\theta_2(r, x)}{\partial\rho} = 0. \tag{27}$$

Si nous posons encore

$$V(\rho, x) = \theta_2(\rho, x) - T \qquad \begin{matrix}(T = T_0 \text{ pour } x < 0)\\ (T = \theta_0 \text{ pour } x > 0).\end{matrix} \tag{28}$$

la solution du problème sera donnée par

$$\theta_1(x) = \Sigma A_m\,\mathrm{e}^{\beta_m x} + T \tag{29}$$

$$V = \Sigma A_m\,\mathrm{e}^{\beta_m x}\,\varphi_m(\rho) \tag{30}$$

où β_m et $\varphi_m(\rho)$ dépendent du signe de x et sont à déterminer. Par substitution dans (1) on voit que les fonctions $\varphi_m(\rho)$ sont solutions des équations de Bessel

$$\frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\rho}\left(\rho\frac{\mathrm{d}\varphi_m}{\mathrm{d}\rho}\right) + \frac{\xi_m^2}{R^2}\varphi_m = 0 \tag{31}$$

dans lesquelles ξ_m est choisi de façon que les conditions aux limites,

$$E\,\varphi_m(R) + K_2\left(\frac{\mathrm{d}\varphi_m}{\mathrm{d}\rho}\right)_{\rho=R} = 0 \tag{32}$$

$$\varphi_m(r) = 1 \tag{33}$$

$$(-v\beta_m + a_1\beta_m^2)\,\varphi_m(r) + 2\frac{K_2}{r\gamma_1}\left(\frac{\mathrm{d}\varphi_m}{\mathrm{d}\rho}\right)_{\rho=r} = 0 \tag{34}$$

déduites de (2), (26), (27) puissent être simultanément satisfaites. Dans (34), la constante β_m, de signe contraire à x, est liée à ξ_m, par la relation analogue à (6)

$$-\frac{v\beta_m}{a_2} + \beta_m^2 = \frac{\xi_m^2}{R^2} \tag{35}$$

avec

$$a_2 = K_2/\gamma_2. \tag{36}$$

Pour déterminer ξ_m et β_m, nous pourrions représenter $\varphi_m(\rho)$ par une combinaison linéaire de la

fonction de Bessel et de la fonction de Neumann d'ordre zéro et d'argument $\xi_m \rho / R$. En éliminant ces coefficients et β_m entre (32), (33), (34), (35), on obtiendrait une équation transcendante assez compliquée en ξ_m.

Si la vitesse v est grande devant a_2/R, les conditions aux limites sur $x < 0$ sont remplaçables, comme dans le cas du cylindre homogène, par

$$\theta_1(0) = T_0 \qquad (37)$$

$$\theta_2(\rho, 0) = T_0 \qquad (38)$$

que nous devons satisfaire avec les développements (29), (30). De plus, dès que x est un peu grand, nous pourrons réduire ces développements à leur premier terme. A un facteur près de l'ordre de grandeur de l'unité nous aurons

$$A_1 \simeq T_0 - \theta_0. \qquad (39)$$

Ainsi la température du conducteur atteindra la valeur T_1, peu différente de θ_0, à une distance x_1 de la sortie du four donnée par

$$x_1 = -\frac{1}{\beta_1} \operatorname{Log} \frac{T_0 - \theta_0}{T_1 - \theta_0} \qquad (40)$$

l'erreur relative sur x_1 devenant négligeable si T_1 est voisin de θ_0. Afin d'obtenir β_1 sans calculs excessifs, nous nous placerons dans le cas où les approximations suivantes sont valables :

1° $|\beta_1| \ll \frac{v}{a_2}$ et $|\beta_1| \ll \frac{v}{a_1}$ ce qui entraînera

$$\beta_1 \simeq -\frac{\xi_1^2}{R^2} \frac{a_2}{v} \qquad (41)$$

et

$$\left(\frac{d\varphi_1}{d\rho}\right)_{\rho=R} = -\frac{\xi_1^2 \, r}{2R^2} \frac{\gamma_1}{\gamma_2}. \qquad (42)$$

2° ER/K_2 grand, ce qui permettra de remplacer (32) par

$$\varphi_1(R) = 0. \qquad (43)$$

3° $\xi_1^2(R - r)^2 < Rr$, ce qui permet, en intégrant (31) par approximations successives, de se limiter à la seconde approximation. On trouve ainsi, avec les conditions initiales (33), (42)

$$\varphi_1(R) = 1 - \frac{\xi_1^2}{2R^2}\left(\frac{R^2 - r^2}{2} - r^2 \log \frac{R}{r}\right) + r\left(\frac{d\varphi_1}{d\rho}\right)_{\rho=r} \log \frac{R}{r} \qquad (44)$$

avec une erreur inférieure à

$$\frac{1}{6}\frac{\xi_1^2 \,(R - r)^2}{Rr}\left[\frac{1}{4}\frac{\xi_1^2 \,(R - r)^2}{Rr} + (R - r)\left|\frac{d\varphi_1}{d\rho}\right|_{\rho=r}\right]. \qquad (45)$$

Il suffit d'égaler (44) à zéro, après y avoir substitué (42) pour obtenir une équation du premier degré en ξ_1^2. On en tire

$$\xi_1^2 = \frac{4y^2}{y^2 - 1 + 2\left(\frac{\gamma_1}{\gamma_2} - 1\right) \log y} \qquad (46)$$

avec

$$y = \frac{R}{r}. \qquad (47)$$

En portant (46) dans (41) on obtient β_1.

Prenons un exemple :

Soit un conducteur en cuivre

($a_1 = 1{,}1$ cm².sec⁻¹ ; $\gamma_1 = 0{,}82$ cal.cm⁻³/°C) de rayon $r = 0{,}4$ cm, entouré d'un manchon d'une matière plastique caractérisée par

$a_2 = 10^{-3}$ cm².sec⁻¹ et $\gamma_2 = 0{,}48$ cal.cm⁻³/°C, de rayon extérieur $R = 0{,}5$ cm.

Il vient

$$\gamma_1/\gamma_2 = 1{,}65 \;; \quad y = 1{,}25 \;; \quad \xi_1^2 = 7{,}4 \;; \quad \beta_1 = \frac{0{,}03}{v}$$

et on vérifie que les approximations faites sont légitimes dès que v dépasse 1 cm/sec.

Annexe I. — Démonstration de l'équation aux dérivées partielles de la propagation de la chaleur dans le cylindre en mouvement. — Considérons entre les instants t et $t + dt$ un volume limité aux cylindres de rayon ρ et $\rho + d\rho$ et à deux plans fixes P et P′ distants de dz (fig. 1).

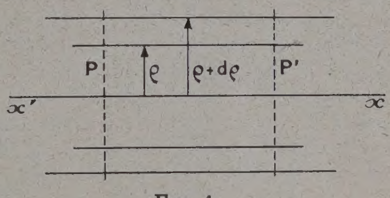


Fig. 1.

De la matière entre dans ce volume à la température θ et en sort à la température $\theta + d\theta$ (avec $d\theta < 0$).

La quantité de chaleur ainsi abandonnée dans ce volume est pendant le temps dt

$$Q_1 = -2\pi\rho \, d\rho \, v \, dt \, \gamma \, d\theta = -\gamma \, dx \frac{\partial\theta}{\partial x} 2\pi\rho \, d\rho \, v \, dt.$$

Il y a en outre la chaleur qui traverse P et P′ par conduction, sans être liée à un mouvement de matière ; la quantité qui reste dans le volume est

$$Q_2 = -2\pi\rho \, d\rho \, K \, dt\left[\left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)_{P} - \left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)_{P'}\right] = K \, dx \frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} 2\pi\rho \, d\rho \, dt.$$

Il y a aussi la chaleur qui arrive par conduction à travers les parois latérales ; c'est

$$Q_3 = 2\pi \, dx \, K\left[(\rho + d\rho)\left(\frac{\partial\theta}{\partial\rho}\right)_{\rho+d\rho} - \rho\frac{\partial\theta}{\partial\rho}\right] dt = 2\pi K \, dx \frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial\theta}{\partial\rho}\right) d\rho \, dt.$$

La somme $Q_1 + Q_2 + Q_3$ est égale à

$$2\pi \rho \, d\rho \, dx \, \gamma \frac{\partial \theta}{\partial t} dt,$$

d'où d'après simplification l'équation

$$\frac{1}{a}\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{v}{a}\frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial \rho}\left(\rho \frac{\partial \theta}{\partial \rho}\right). \qquad (A1)$$

En régime permanent, θ ne dépend pas du temps, ce qui donne l'équation (1).

Une autre méthode pour démontrer (A1) consiste à écrire l'équation classique de la conduction relativement à un système d'axes $O'\xi\eta\zeta$ entraînés par le cylindre dans son mouvement, puis à repasser par un changement de variables aux axe fixes Oxyz. En désignant la température par

$$T(\xi, \rho, t) = \theta(x, \rho, t)$$

il vient :

$$\frac{1}{a}\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial \rho}\left(\rho \frac{\partial T}{\partial \rho}\right) + \frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} \qquad (A3)$$

avec

$$\rho = \sqrt{y^2 + z^2} = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}.$$

Le changement de variable

$$x = \xi + vt$$

donne

$$\frac{\partial T}{\partial \xi} = \frac{\partial \theta}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial \xi} = \frac{\partial \theta}{\partial x}$$

$$\left\{\begin{array}{l} \dfrac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} = \dfrac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} \\ \dfrac{\partial T}{\partial t} = \dfrac{\partial \theta}{\partial t} + v \dfrac{\partial \theta}{\partial x}. \end{array}\right. \qquad (A4)$$

En substituant (A4) dans (A3) on retrouve immédiatement (A1).

Annexe II. — Calcul des coefficients des termes des séries représentant la température. — On sait que les fonctions de Bessel $J_0(z)$ vérifient les identités

$$\int_0^1 zJ_0(\xi_m z)\, J_0(\xi_n z) \, dz = \frac{\xi_m J_1(\xi_m) J_0(\xi_n) - \xi_n J_1(\xi_n) J_0(\xi_m)}{\xi_m^2 - \xi_n^2} \quad (m \neq n) \qquad (A5)$$

$$\int_0^1 zJ_0^2(\xi_m z)\, dz = \frac{1}{2}\left[J_0^2(\xi_m) + J_1^2(\xi_m)\right] \qquad (A6)$$

$$\int_0^1 zJ_0(\xi_m z)\, dz = \frac{J_1(\xi_m)}{\xi_m}. \qquad (A7)$$

Posons dans (8) $(\rho/R) = z$. Multiplions la seconde équation (8) par $zJ_0(\xi'_n z)dz$ et intégrons en z de 0 à 1. Il vient,

$$B_n \beta'_n A'_n = \sum_p \beta''_p A''_p D_{pn} \qquad (A8)$$

avec des constantes B_n et D_{pn} définies à l'aide de (A5) et (A6). De même, multiplions la première équation (8) pour $zJ_0(\xi''_m z)dz$ et intégrons en z de 0 à 1. Cela donne

$$F_m A''_m + \sum_n G_{mn} A'_n = k_m(T_0 - \theta_0) \qquad (A9)$$

où les constantes F_m et G_{mn} se calculent à partir de (A5) et (A6) et k_m à partir de (A7). En substituant dans (A9) les valeurs que (A8) donne pour A'_n, on a un système d'équations algébriques linéaires en A''_m, que l'on peut traiter par approximations successives. Ce système étant résolu, il suffit de porter les valeurs des A''_m dans (A8) pour avoir A'_n. Si on préfère, on peut obtenir les A'_n par un calcul symétrique de celui qui nous a donné les A''_m.

Dans le cas $E' = E''$, on a, en raison de $\xi'_m = \xi''_m$

$$D_{nn} = B_n \, ; \qquad D_{mn} = 0 \qquad (m \neq n).$$

d'où la relation (10). La relation (11) se déduit directement de (8) ; multiplions la par $zJ_0(\xi'_n z)$ et intégrons en z de 0 à 1. En tenant compte de (A5), (A6) et (A7), on obtient facilement la relation (13).

Manuscrit reçu le 1er juin 1956.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Cotte (M.) et Salvinien (J.), Étude théorique et expérimentale d'un problème de diffusion cylindrique. *C. R. Acad. Sc.*, 1946, **223**, 315-317. Cotte (M.), Sur une correspondance symbolique approchée. *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 134-136.

SUPPLÉMENT AU N° 11
TOME 17, NOVEMBRE 1956, PAGE 121 A.

CONDUCTIBILITÉ, EN COURANT CONTINU, D'ISOLANTS LIQUIDES, DANS LE CAS D'ÉLECTRODES RECOUVERTES D'UNE FAIBLE COUCHE D'ISOLANT SOLIDE. COMPARAISON AVEC LA CONDUCTIBILITÉ HABITUELLE DES ISOLANTS LIQUIDES ET SOLIDES.

Par R. GUIZONNIER.
Faculté des sciences, Bordeaux.

Sommaire. — Influence de la nature des électrodes et de celle du liquide isolant. Étude détaillée dans le cas du tétrachlorure de carbone et de l'huile pour transformateurs T. 40 : formation d'une différence de potentiel résiduelle comme dans le cas des isolants solides, étude de la charge et de la décharge des électrodes, influence de la différence de potentiel appliquée, de la température.

Objet et conditions de cette étude. — Il est bien connu que lorsqu'on soumet, pendant un certain temps, à une différence de potentiel constante, un isolant solide, on recueille, entre les électrodes, après passage du courant, une différence de potentiel résiduelle [1]. Cette dernière est capable de fournir, si l'on met alors les électrodes en court-circuit, un courant, et l'on obtient, à la décharge, une quantité d'électricité égale à celle qui est passée durant la charge, cette quantité étant de beaucoup supérieure à la charge du condensateur réalisé par les deux électrodes plongeant dans l'isolant. Dans le cas des liquides, avec électrodes ordinaires, on n'obtient pas, dans les mêmes conditions, de différence de potentiel résiduelle. Il nous a paru intéressant d'étudier le cas intermédiaire en lequel, dans le cas d'un isolant liquide, les électrodes sont recouvertes d'une mince couche d'isolant solide.

Liquides utilisés. — L'étude de la répartition des charges spatiales dans les liquides isolants que produit l'application d'une différence de potentiel constante, nous a déjà conduit [2] [3] à classer ces liquides en deux catégories : ceux, en lesquels, sous l'influence d'une différence de potentiel continue, se groupent, auprès de chaque électrode, des charges de signe contraire à celui de l'électrode (liquides à hétérocharges) ; ceux qui contiennent, uniquement, des charges du signe de l'électrode qui n'est pas au sol (homocharges) (1).

L'expérience montre que, dans le cas d'électrodes recouvertes d'une mince couche d'isolant solide, après application de la différence de potentiel, seuls les liquides à hétérocharges fournissent une différence de potentiel résiduelle et obéissent à des lois de conductibilité bien définies. Les liquides à homocharges (huile de paraffine, de vaseline blanche, huile pour transformateurs Diala 902) avec de telles électrodes, donnent un courant très faible qui ne paraît pas, à première vue, suivre des lois définies et l'on n'obtient *jamais* de différence de potentiel résiduelle. Nous n'indiquerons donc ici que les résultats obtenus avec les liquides à hétérocharges ; nous avons surtout étudié le tétrachlorure de carbone, le benzène, l'huile « Transformer 40 ».

(1) Ces termes sont empruntés à la technique des électrets.

Nature des électrodes et de la couche d'isolant solide. — Les électrodes métalliques (cuivre, laiton, fer, cuivre nickelé) étaient des plaques de dimensions 6 cm × 5 cm, distantes de 0,5 cm ; des électrodes en platine, de plus faibles dimensions, ont également été mises en expérience.

Il a été formé tout d'abord, sur les électrodes, une couche de plexiglass obtenue par évaporation d'une solution de plexiglass dans le benzène, mais les courants obtenus étaient très faibles. Le vernis à la gomme laque a donné entière satisfaction et a été seul utilisé.

Au début de l'étude il a semblé que la nature du métal influait sur les résultats obtenus, mais cela résultait du fait que, lorsque la surface des électrodes est polie, le vernis n'adhère pas suffisamment et la résistance est trop grande. Il convient de dépolir, au moins légèrement, la surface des électrodes avec de la toile émeri, alors l'adhérence est satisfaisante : tous les métaux utilisés nous ont donné, toutes choses étant égales, des résultats comparables.

Le benzène, au bout d'assez peu de temps, pénètre sous la couche de vernis, la soulève ce qui, lorsque l'expérience dépasse quelques heures, perturbe les phénomènes étudiés. Les courbes que nous donnerons ne concernent que le tétrachlorure de carbone pur pour analyses et l'huile « Transformer 40 » utilisée dans des conditions très différentes de champs électriques, ces derniers ne dépassant pas cependant 2 kilovolts /cm et d'épaisseurs de couches de vernis diverses, quoique toujours très faibles, de l'ordre de quelques dixièmes de millimètre.

1. Évolution de la différence de potentiel résiduelle et des courants de charge et de décharge, en fonction du temps d'application de la différence de potentiel utilisée.

a) Étude expérimentale

Différence de potentiel résiduelle. — Courbes obtenues. — La différence de potentiel utilisée V étant appliquée, de temps en temps, on la supprime, pour mesurer à l'électromètre la différence de potentiel résiduelle v. On obtient des courbes des

variations de v en fonction du temps, analogues à celles de la figure 1, montrant que v, en chaque cas, tend vers une valeur limite v_M. Comme nous le préciserons par la suite, v_M, toutes choses étant égales, croît avec la différence de potentiel V. L'influence de l'épaisseur de vernis n'a pu systématiquement être étudiée, mais si la couche est d'épaisseur trop faible (solution trop étendue de gomme laque dans l'alcool absolu) la différence de potentiel résiduelle v est également faible. Il convient que la couche ait une épaisseur suffisante (solution concentrée de gomme laque) et l'utilisation de 2 à 3 couches superposées, chacune étant étendue après séchage de la couche précédente, conduit à des valeurs limites v_M, qui tendent à se rapprocher de la valeur V utilisée.

Équation des courbes. — Les courbes de la figure 1 ressemblent à des courbes de diffusion

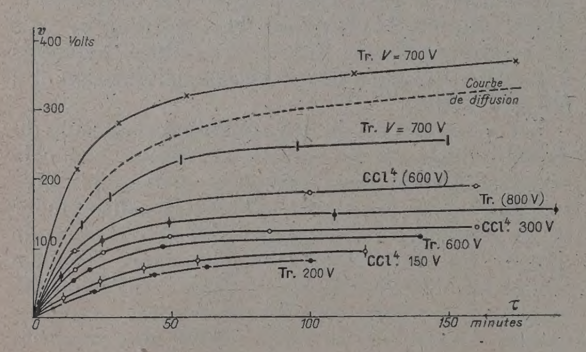


Fig. 1. — Variations, en fonction du temps de la différence de potentiel résiduelle v, pendant la charge ; T_r : huile pour transformateur ; V = différence de potentiel appliquée. Dans le cas de l'huile : épaisseurs diverses de vernis ; dans le cas de CCl^4 même couche.

concernant le cas où une couche 1 de hauteur h, de solution de concentration initiale a_0, diffuse le corps dissous dans une couche 2 de solvant pur, de hauteur H, qui lui est superposée. L'équation de Fick fournit l'expression de la concentration, à l'instant t et à distance x du début de la couche de concentration, initiale a_0 : nous en avons déjà déduit dans un précédent mémoire [4] la quantité de matière A qui, à l'instant τ, est passée, par diffusion, de la couche 1 dans la couche 2 et nous avons construit la courbe $A = f(\tau)$. On peut aussi utiliser les nombres fournis par les tables de Kawalti, complétées par Tubandt, Reinhold et Jost [5]. Cette courbe $A = f(\tau)$ est représentée, avec des échelles convenables, en traits pointillés sur la figure 1 ; elle s'apparente bien à l'ensemble des courbes de cette figure. Mais il est remarquable qu'en multipliant les seules ordonnées de chaque courbe de la figure 1, par un coefficient constant pour une même courbe nous obtenions, comme l'indique la figure 2, la coïncidence de chacune de ces courbes, avec la courbe $A = f(\tau)$ représentée en traits pointillés sur cette figure.

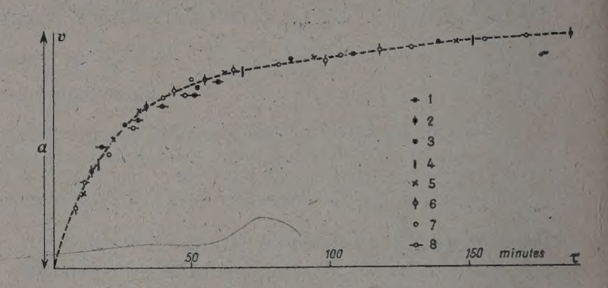


Fig. 2. — Figure déduite de la figure 1 ; « a » indique l'échelle choisie, en chaque cas, pour la différence de potentiel résiduelle v.
V = différence de potentiel appliquée.
Courbe de diffusion en pointillés.

	Huile pour transformateurs			CCl⁴	
1	$a =$ 85 V	$V =$ 200 V	6	$a =$ 96 V	$V =$ 150 V
2	156 V	800 V			
3	120 V	600 V	7	128 V	300 V
4	256 V	700 V			
5	360 V	700 V	8	188 V	450 V

En ce qui concerne les solides, l'évolution de v en fonction du temps d'application de la différence de potentiel ne semble pas avoir été étudiée ; il est vrai que cette évolution, en ce cas, est très rapide, ce qui rend les mesures électrostatiques difficiles.

Courant de charge. — Allure des courbes. — La différence de potentiel utilisée étant appliquée de temps en temps, le courant de l'ordre de 10^{-9} à 10^{-10} ampère était mesuré par la méthode de zéro, que nous avons déjà exposée, au sujet de l'étude de la conductibilité des isolants liquides [6], mettant à profit la grande sensibilité des courants de plaque des lampes thermoioniques, à tout apport de charge même minime sur la grille.

La figure 3 montre les courbes obtenues en diverses conditions. Il a été vérifié par la méthode [7] que nous avons utilisée dans l'étude des isolants liquides, que ce sont des hyperboles. Si i_F est la valeur finale du courant, τ_0 et K des constantes pour chaque hyperbole :

$$i = i_F + \frac{K}{\tau + \tau_0}.$$

Considérons successivement chacune des courbes obtenues. La valeur finale du courant étant i_F, portons en ordonnées les valeurs $(i - i_F)$, en abscisses le temps, nous obtenons alors un réseau de courbes non figuré ici. Si nous multiplions les ordonnées de chacune de ces courbes par un coefficient convenable, nous pouvons les faire coïncider

(*fig.* 4) avec la courbe $\frac{dA}{d\tau} = f(\tau)$ marquée en pointillés sur cette figure.

COMPARAISON AVEC LES SOLIDES ET LES LIQUIDES ISOLANTS. — Les figures 3 et 4 contiennent des

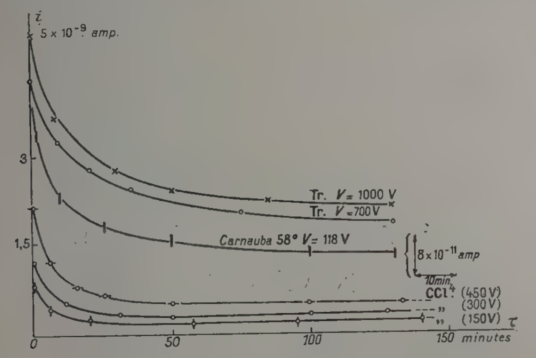


FIG. 3. — Courant de charge.
T_r : Huile pour transformateurs.
V : Différence de potentiel utilisé.
Cire de Carnauba 58° : échelles particulières à droite.

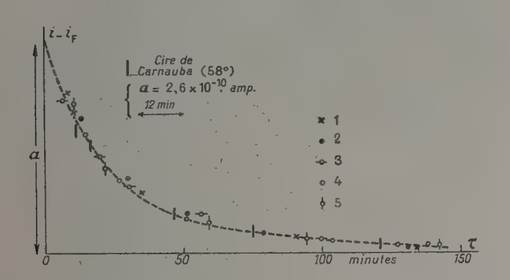


FIG. 4.
En pointillés $\frac{dA}{d\tau}$ en fonction du temps.
i_F = valeur finale du courant de charge.
i = valeur du courant à l'instant τ
« a » indique l'échelle choisie en chaque cas.

Huile pour transformateurs

1 $a = 2{,}9 \times 10^{-9}$ amp $V = 1\,000$ V
2 $a = 2{,}3 \times 10^{-9}$ amp $V = 700$ V

CCl^4

3 $a = 1{,}7 \times 10^{-9}$ amp $V = 450$ V
4 $0{,}9 \times 10^{-9}$ amp $V = 300$ V
5 $0{,}6 \times 10^{-9}$ amp $V = 150$ V

courbes, relatives à la cire de Carnauba, à 58°, dont les éléments ont été tirés d'un mémoire de Gross et Denard [8], qui sont analogues à celles que nous avons obtenues. Divers auteurs, en particulier Voglis [9], ont montré que, dans le cas des solides, les courbes de variations du courant de charge, en fonction du temps, sont des hyperboles, mais le courant i_F est nul : $i = \frac{K}{(\tau + \tau_0)^n}$. L'étude sur la conductibilité des isolants liquides, avec des électrodes métalliques ordinaires, a conduit également à des hyperboles de formule

$$i = i_F + \frac{K}{\tau + \tau_0}.$$

Étude de la décharge. — COURBES OBTENUES. — La valeur i_F étant atteinte, on relie entre elles les électrodes, et l'on recueille, en sens inverse du courant de charge, un courant qui décroît lentement en fonction du temps ; on peut ainsi suivre la décroissance de la différence de potentiel résiduelle v en fonction du temps, mais c'est surtout

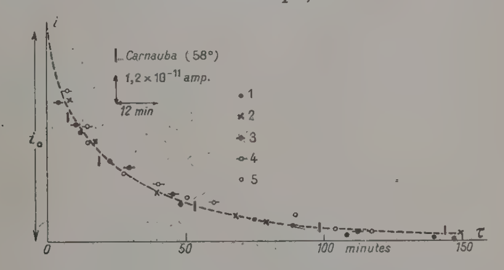


FIG. 5. — Courant de décharge pour différentes épaisseurs de vernis et des différences de potentiels appliqués variées.
En pointillés $\frac{dA}{d\tau} = f(\tau)$.

Huile pour transformateurs	CCl⁴
1 $i_0 = 1{,}2 \times 10^{-9}$ amp	4 $i_0 = 5{,}3 \times 10^{-9}$ amp
2 $i_0 = 0{,}8 \times 10^{-10}$ amp	5 $3{,}2 \times 10^{-9}$ amp
3 $1{,}2 \times 10^{-9}$ amp	

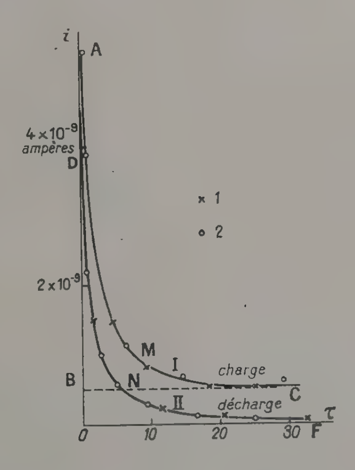


FIG. 6. — Q_{ABCMA} à la charge égale sensiblement Q_{DOFND} à la décharge.
Huile T_{40}.
$V = 400$ volts.
1 1re charge et 1re décharge.
2 2e charge et 2e décharge consécutives aux précédentes.

aux valeurs du courant de décharge que nous nous sommes intéressés.

Si l'on choisit respectivement, pour les courbes, des échelles telles que les ordonnées à l'origine soient égales entre elles, on obtient, comme le montre la figure 5, la coïncidence de ces courbes entre elles ; la courbe moyenne se superpose assez bien avec la courbe $\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}\tau} = f(\tau)$ marquée en pointillés.

Il a été vérifié, mais l'étude n'a été conduite qu'en quelques cas seulement, que la quantité d'électricité $Q' = \int_0^\infty i\mathrm{d}\tau$ libérée à la décharge est grossièrement égale à la quantité $Q = \int_0^\infty (i - i_F)\mathrm{d}\tau$ que l'on peut déduire des courbes de charge correspondantes. C'est ce que l'on peut vérifier, par exemple sur la figure 6 : la courbe de décharge peut être obtenue par translation de la courbe de charge d'où $Q_{\text{charge}} = Q'_{\text{décharge}}$.

Comparaison avec les solides et liquides isolants. — L'étude des isolants solides conduit à des courbes de décharge analogues à celles que nous avons obtenues ; mais, à température ordinaire, la décroissance est beaucoup plus rapide. Nous avons pu tracer des courbes de décroissance, aussi rapides que celles qui concernent les solides, en utilisant des électrodes recouvertes d'une dizaine de couches successives de vernis. Le mémoire de Gross et Denard fournit tout un réseau de courbes de décharge concernant la cire de Carnauba, à diverses températures, supérieures à la température ambiante, bien qu'inférieures à la température de fusion, mais les valeurs initiales du courant ne sont pas précisées. Nous avons utilisé la courbe concernant des mesures faites à 58°, en essayant d'extrapoler grossièrement la courbe jusqu'à l'axe des ordonnées et, nous avons retrouvé, comme l'indique la figure 5, la concordance avec la courbe $\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}\tau} = f(\tau)$ concernant les phénomènes de diffusion.

Dans le cas de liquides isolants, avec électrodes métalliques ordinaires, il n'y a pas de courant de décharge appréciable ; mais nous avons montré, dans un mémoire précédent [10], comment les charges spatiales, quand la différence de potentiel V est supprimée, se répartissent très lentement dans le liquide suivant la loi habituelle de la diffusion. D'ailleurs, la valeur i_F étant atteinte et la différence de potentiel V supprimée, si, après avoir relié les électrodes entre elles pour décharger le condensateur qu'elles forment, on réunit l'une d'elles à l'aiguille d'un électromètre, l'autre étant au sol, on constate que l'électromètre se charge très lentement.

b) Expériences précisant la nature des phénomènes ; interprétation des résultats obtenus.

Différence de potentiel résiduelle. — 1. Existence de charges dans les couches de vernis. — Si, dans le cas d'électrodes vernies, la valeur finale du courant étant atteinte, on approche respectivement chaque électrode d'une lame métallique isolée, reliée à l'aiguille d'un électromètre, on constate que la couche de vernis de l'électrode qui était réunie au pôle positif du générateur est chargée négativement, tandis que la couche de vernis de l'autre électrode contient des charges positives. On peut d'ailleurs détacher quelques parcelles de vernis des plaques et constater, en les recueillant dans un petit cylindre métallique relié à l'électromètre, qu'elles sont fortement chargées, avec les signes respectifs que nous venons d'indiquer.

2. Preuve indirecte de l'existence des charges. — Nous avions eu déjà une preuve indirecte de l'existence de charges dans la couche de vernis, en étudiant la répartition des potentiels entre deux électrodes recouvertes de vernis plongeant dans un liquide isolant et soumises à une différence de potentiel continue. La chute accentuée de potentiel, suivant la faible épaisseur des couches, montrait bien l'existence de charges dans la couche de vernis [11].

3. Épuisement des charges dans le liquide isolant. — Puisque les couches de vernis contiennent ainsi des charges qui, vraisemblablement,

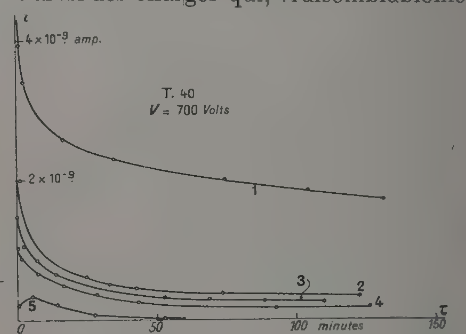


Fig. 7. — Épuisement des charges dans un liquide isolant. La courbe 1 étant obtenue, à l'aide d'électrodes vernies, on remplace ces dernières par de nouvelles électrodes vernies sèches, on obtient 2 ... ainsi jusqu'à 5.

existent dans le liquide isolant, on doit pouvoir progressivement extraire de ce liquide les charges qui s'y trouvent.

En effet, réalisons une première fois pour un liquide isolant donné, avec des électrodes vernies, la valeur finale i_F du courant, puis retirons les électrodes du liquide et remplaçons-les par de nouvelles électrodes vernies bien desséchées : les

nouvelles valeurs du courant, dans le passage du courant initial au courant final, sont beaucoup plus faibles que précédemment. Si nous remplaçons ainsi, successivement, 3 à 4 fois les électrodes, nous finissons par obtenir des courants très faibles. La figure 7 indique les courbes obtenues en ces conditions avec l'huile « Transformer 40 ».

4. Interprétation. — On peut penser que les particules électriques contenues dans le liquide isolant pénètrent, sous l'influence du champ électrique, dans les pores du vernis. Une partie de ces charges restent dans le solide, sans pouvoir se décharger : leur présence produit la différence de potentiel résiduelle φ. La pénétration des charges, sous l'effet du champ électrique, s'effectue de façon analogue à la pénétration sous l'effet des forces de diffusion, d'un corps dissous dans du solvant pur, quand on met la solution en contact avec le solvant. Dans le cas des isolants solides, on peut attribuer la différence de potentiel résiduelle à des impuretés [12] qui, chargées, se dirigent vers les électrodes au voisinage desquelles elles demeurent sans pouvoir se décharger.

Dans le cas des liquides, avec électrodes ordinaires, on n'obtient pas de différence de potentiel résiduelle car les particules, non déchargées qui, dans le cas d'une couche solide, adhérant aux électrodes, pénétraient dans le solide, demeurent dans le liquide, soumises à l'agitation thermique, formant, sans adhérer aux électrodes, d'épaisses couches de charges spatiales dispersées.

Courant de décharge et courant de charge. — 1. Le courant de décharge ne se produit que dans un milieu qui contient des particules électrisées. — Quand la valeur finale i_F du courant est atteinte, donc la différence de potentiel V_M réalisée, sortons les électrodes du liquide, égouttons-les et mettons-les dans une deuxième huile « Transformer 40 », nous obtenons, tout de suite, comme si le second liquide avait contribué à charger les électrodes, le courant de décharge. Si, au lieu de plonger les électrodes dans l'huile « Transformer 40 », on les plonge dans l'huile de paraffine, on n'obtient aucun courant de décharge. Nous avons déjà été conduits à penser [13] que l'huile de paraffine ne contenait pas de charges, tandis que l'huile « Transformer 40 » avait des particules chargées des deux signes. D'où la nécessité, pour obtenir le courant de décharge, d'avoir un liquide à particules chargées.

2. Décharge des électrodes par des ions gazeux ; nature électrostatique de la décharge. — La différence de potentiel résiduelle atteinte, sortons du liquide isolant l'électrode qui était, par exemple, réunie, durant la charge, au pôle positif du générateur, fixons-la sur un support isolant et relions-la à l'extrémité d'une résistance R de quelques dizaines de mégohms, dont l'autre extrémité est au sol. Disposons alors, face à l'électrode et dans son voisinage, un émetteur de rayons α, de façon à ioniser l'air qui entoure l'électrode. Nous constatons alors qu'un courant circule dans la résistance R, que nous pouvons évaluer par la méthode de mesure des faibles courants déjà utilisée pour étudier les courants de charge et de décharge. A partir de la courbe de décharge $i = f(\tau)$, nous pouvons calculer la quantité d'électricité passée ainsi durant la décharge d'une seule électrode et constater que cette quantité est, à peu près, la moitié de celle que nous aurions pu recueillir avec les deux électrodes chargées dans les mêmes conditions, mais laissées dans le liquide isolant (*fig.* 8).

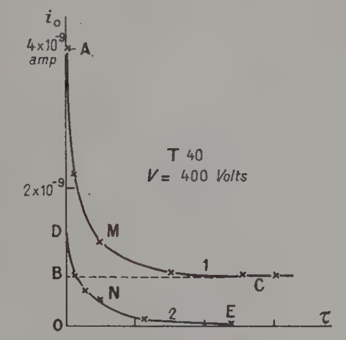


Fig. 8. — Q_{DOEND} égale sensiblement la moitié de Q_{ABCMA}.
1. Décharge normale.
2. Décharge d'une seule électrode par ions gazeux.

3. Après la décharge les particules, qui étaient bloquées dans les couches de vernis, se retrouvent dans le liquide isolant. — Quand la décharge est achevée, on mesure de nouveau, dans le cas de la même différence de potentiel V utilisée pour une première charge, le courant initial et l'on constate qu'il a, à peu près, la valeur qu'il atteignait au début d'une première charge. Sur la figure 6 les points concernant une première charge suivie de la décharge, sont représentés par de petites croix ; ceux qui concernent une deuxième charge consécutive à la première, suivie de la décharge, sont marqués par de petits cercles.

4. Interprétation. — *Décharge.* — L'ensemble de nos expériences nous conduit à concevoir le mécanisme suivant : au moment de la décharge, des particules électrisées venant du milieu, en lequel se trouvent les électrodes, neutralisent les charges bloquées dans les couches de vernis ; ces dernières, neutralisées, libèrent les charges de signe contraire au leur, qu'elles retenaient, par influence électrostatique, sur les électrodes ; ces charges, libérées, constituent le courant de décharge ; les particules déchargées reviennent dans le liquide

isolant, la cause encore inconnue qui les avait chargées une première fois, les charge de nouveau, elles sont ainsi prêtes à contribuer à la formation d'un nouveau courant initial.

Le charge dq, libérée pendant dτ, donne un courant $\frac{dq}{d\tau}$; il est aisé de penser que ce courant puisse avoir une allure de variation, en fonction du temps, analogue à celle du taux de matière en fonction du temps, $\frac{dA}{d\tau}$, suivant lequel un corps dissous diffuse dans du solvant pur.

Charge. — Dans le cas d'un isolant à l'état solide, où les valeurs finales du courant sont nulles et où l'on retrouve à la décharge, une quantité d'électricité égale à celle que la décharge a fournie, l'explication semble aisée. Les particules d'un certain signe, qui se dirigent vers l'électrode de signe opposé au leur, à travers les interstices du solide isolant, ne peuvent arriver à se décharger et demeurent au voisinage immédiat de l'électrode. Auprès de l'électrode négative par exemple, quand une charge $+ q$ est ainsi bloquée, par influence elle forme $- q$ sur l'électrode, tandis que, selon les termes de la physique classique, la charge $+ q$ correspondante est renvoyée dans le circuit où elle contribue à former le courant de décharge. Ces charges telles que $+ q$, ainsi bloquées qui, au total, quand i_F est atteint, ont une valeur $(+ Q)$ ont fourni, à la charge dans le circuit $+ Q = \int_0^\infty i\,d\tau$. Quand elles seront neutralisées durant la décharge elles donneront, selon le mécanisme que nous avons indiqué plus haut, une charge $(- Q)$ d'où, comme l'indique l'expérience, un courant de décharge en sens inverse du courant de charge et le fait que l'on retrouve, durant la décharge, une quantité d'électricité égale à celle qui a été mise en œuvre durant la charge.

Dans le cas d'un liquide isolant, avec électrodes recouvertes de vernis, les phénomènes se passent de façon analogue, mais i_F n'est pas nul. Cela semble dépendre du fait que l'épaisseur de vernis est faible ; ainsi, quelques particules chargées, à travers la couche de vernis, peuvent atteindre l'électrode, constituant le courant i_F. Si, en effet, on utilise des épaisseurs de vernis de plus en plus fortes, on constate que la valeur i_F tend alors vers zéro. Il est aisé de comprendre que la quantité d'électricité mesurée à la décharge égale la quantité $\int_0^\infty (i - i_F)\,d\tau$ que l'on calcule à partir de la courbe de charge, les particules qui constituent i_F n'ayant pas été bloquées dans la couche de vernis.

Dans le cas d'un liquide isolant avec électrodes ordinaires les charges groupées près des électrodes, soumises à l'agitation thermique du liquide, sont dispersées et ainsi, relativement distantes les unes des autres, ce n'est que *lentement*, au bout de quelques jours, comme nous l'avons montré [14], qu'elles se répartissent uniformément dans le liquide. En ces conditions, les charges libérées aux électrodes, par seconde, ne sont pas suffisantes pour constituer un courant mesurable.

2. Influence de la différence de potentiel appliquée V, sur la différence de potentiel résiduelle limite v, et sur le courant final i_F.

Étude expérimentale. — 1. Les courbes 9 concernent les variations de v en fonction de V. Si l'on

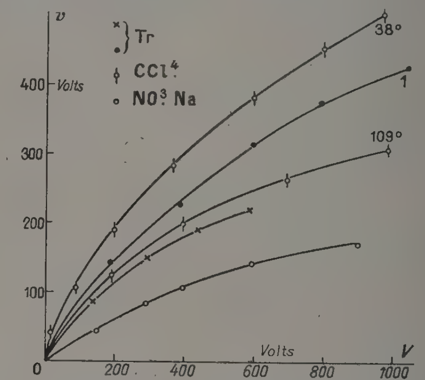


Fig. 9. — Variations de la différence du potentiel résiduelle v en fonction de la différence de potentiel appliquée V.

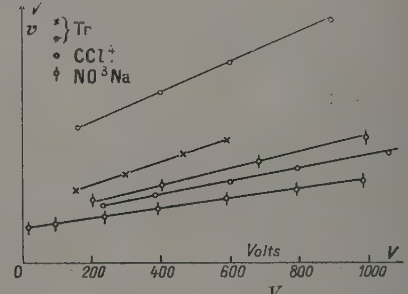


Fig. 10. — Vérification de $\frac{V}{v} = a + bV$.

fait le quotient $\frac{V}{v}$, on obtient des droites (*fig.* 10). On peut donc écrire $v = \frac{V}{a + bV}$. Sur les mêmes graphiques sont respectivement tracées les courbes et les droites correspondantes relatives à un solide isolant, l'azotate de sodium par exemple [15]. La concordance entre les lois de variation, dans le cas des liquides et dans le cas des solides, n'oblige pas à penser qu'il y a, dans les deux cas, une similitude dans la nature et le mode de formation des particules électrisées.

2. Les courbes 11 montrent les variations, en fonction de V, du courant final i_F et de $(V - v)$, qui sont comparables entre elles. La courbe se

rapportant à $(V - v)$ est tirée de la courbe 1 du graphique 9.

En ce qui concerne les solides, certains auteurs, en particulier Poole, ont étudié l'influence de la différence de potentiel appliquée V sur i_F, mais avec des champs moyens beaucoup plus intenses que ceux que nous avons utilisés. Poole [16] a trouvé que si V n'est pas trop faible, on pouvait vérifier la relation $\log i_F = A + BV$, A et B étant des constantes pour un même échantillon, mais il n'a pas interprété les résultats obtenus. Les courbes de la figure 11, pour $V > 200$ volts, conduisent également à une relation de cette forme.

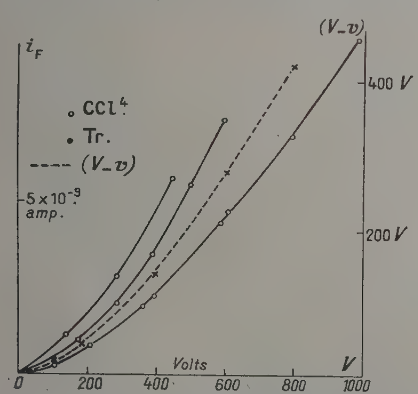


Fig. 11. — Variations de la valeur finale du courant en fonction de la différence de potentiel appliquée. Similitude avec $(V - \varphi) = f(V)$ tirée de la courbe 1 de la figure 9.

Interprétation. — 1. On peut poursuivre la comparaison avec les phénomènes de diffusion. Dans le cas d'un gaz diffusant dans un solide poreux [17] la quantité de matière qui diffuse dans le solide, pendant un temps donné, est reliée à la pression du gaz par la formule

$$q = \frac{p}{A + bp}.$$

Il n'est pas déraisonnable de penser à une analogie entre le champ électrique qui, au voisinage des électrodes, fait pénétrer les particules dans le solide et la pression qui contraint les molécules à pénétrer dans le solide.

2. La ressemblance des courbes de variation de $(V - v)$ et de i_F, en fonction de V, montre que lorsque i_F est atteint, la loi d'Ohm est applicable : $(V - v) = Ri_F$ et que, par suite, malgré la formation des charges spatiales, la résistance du liquide isolant est pratiquement constante. En un seul cas concernant le tétrachlorure de carbone, il a été étudié simultanément i_F et v, en fonction de V ; en appliquant la loi d'Ohm ci-dessus on constate bien que R est une constante. Ainsi s'explique aisément le lien entre i_F et V, sans recourir à une relation analogue à celle de Poole.

3. Influence de la température sur les valeurs du courant initial et du courant final.

Loi exponentielle. — Dans le cas d'isolants à l'état liquide (liquides à hétérocharges), avec électrodes métalliques ordinaires, nous avons déjà trouvé [18] à partir de nombreuses substances, un lien entre le courant initial i_0 et la température absolue T :

$$\log i_0 = a - \frac{b}{T}. \qquad (1)$$

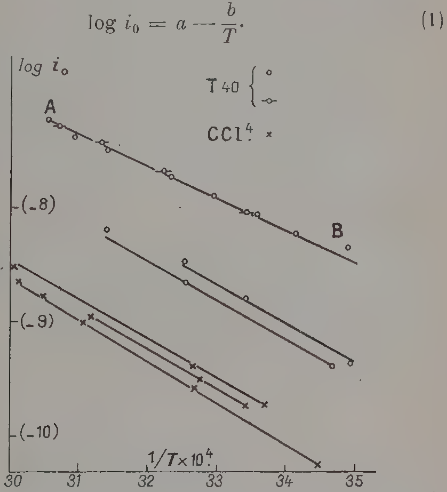


Fig. 12. — Vérification de la relation $i_0 = Ae^{-\frac{W_0}{kT}}$. La droite AB résulte de deux séries consécutives d'expériences dans les mêmes conditions. 1re série : petits cercles ; 2e série : petits cercles barrés.

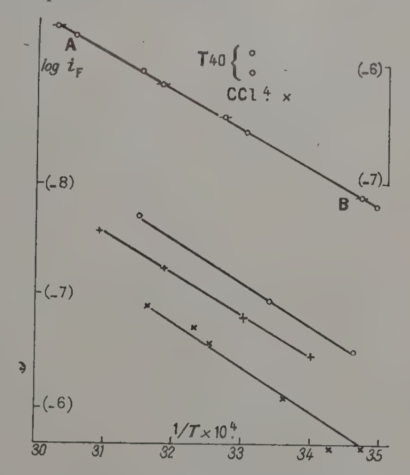


Fig. 13. — Vérification de la relation $i_F = Ae^{-\frac{W_0}{kT}}$. Droite AB : même remarque que figure 12 et échelle à droite du graphique ; sauf en ce qui concerne AB, les données i_F ne résultent pas des expériences qui ont fourni les valeurs de i_0.

Nous en avons déduit la formule : $i_0 = Ae^{-\frac{W_0}{kT}}$ avec, en moyenne, $W_0 = 0{,}41$ électronvolt. Une étude récente [19] a montré que, dans le cas des liquides à hétérocharges, on trouve entre les valeurs

finales i_F du courant et la température absolue, également, un lien de la forme (1) avec $W_0 = 0,45$ électronvolt.

Ce lien, comme l'indiquent les figures 12 et 13, se conserve dans le cas d'électrodes vernies, aussi bien pour les valeurs finales que pour les valeurs initiales du courant ; en moyenne ces courbes conduisent à $W_0 = 0,45$ électronvolt.

L'influence de la température sur la conductibilité des isolants solides a fait l'objet de nombreux mémoires, mais dans des intervalles de température beaucoup plus grands que ceux que nous avons considérés. Le plus souvent le lien entre le courant et la température absolue est la somme de deux exponentielles, W_0 est toujours de l'ordre de l'électronvolt pour chaque exponentielle.

Interprétation. — Dans le cas d'électrodes vernies, comme dans le cas d'électrodes ordinaires, les particules qui contribuent à former le courant initial, ou le courant final, sont celles qui reçoivent une énergie qui leur permet de franchir une barrière de potentiel voisine de 0,45 électronvolt.

4. Conclusions générales.

1. Dans le cas d'électrodes vernies, seuls les isolants liquides en lesquels se forment, par application d'une différence de potentiel continue, auprès de chaque électrode, des charges de signe contraire à celui de cette électrode (liquides à hétérocharges) conduisent à des lois bien définies. Ces lois ont été mises en évidence à partir du tétrachlorure de carbone pur pour analyses et de l'huile pour transformateurs (T. 40).

2. *Toutes les lois obtenues sont analogues à celles qui, respectivement, concernent les isolants solides.* L'application d'une différence de potentiel V forme, entre les électrodes, une différence de potentiel résiduelle v. Les courbes de variations de v, en fonction du temps d'application de V, peuvent coïncider, avec un choix convenable des échelles, avec la courbe de variation, en fonction du temps τ, de la quantité de matière A qui diffuse d'une solution, dans une couche de solvant pur, qui lui est superposée. Les variations du courant, durant la formation de v et durant la décharge, obtenue en utilisant la cuve à électrodes polarisées comme un générateur, sont représentées par des courbes d'allure hyperbolique, comparables à la courbe $\frac{dA}{d\tau} = f(\tau)$. L'étude de l'influence de V sur v montre que $\frac{V}{v}$ est fonction linéaire de V et peut être rapprochée de l'étude de l'influence de la pression sur la quantité de gaz diffusée dans un solide poreux.

3. Les lois concernant la formation de la différence de potentiel résiduelle s'expliquent par l'accumulation, dans la couche de vernis qui recouvre chaque électrode, de charges de signe contraire à celui de cette électrode. Le courant de décharge est dû à la neutralisation de ces charges par des particules contenues dans le liquide isolant.

4. Dans le cas d'électrodes vernies, comme dans celui d'électrodes ordinaires, les valeurs du courant initial et celles du courant final sont, respectivement, reliées à la température absolue par des lois exponentielles de même forme, avec même valeur numérique d'exposant. On en déduit que, dans les deux cas, les particules qui contribuent à la formation du courant initial et à celle du courant final, sont celles qui reçoivent une énergie qui leur permet de franchir une barrière de potentiel voisine de 0,45 électronvolt.

Manuscrit reçu le 21 mai 1956.

BIBLIOGRAPHIE

[1] En particulier SCHUMAN, *Z. Physik*, 1932, **79**, 532. JAFFÉ, *Ann. du P.*, 1932, **16**, 217. JOFFÉ, ROJANSKY (D.) et SINJELNIHOW (K.), *Z. Physik*, 1930, **66**, 143.
[2] GUIZONNIER (R.), Étude des charges spatiales dans les huiles isolantes. *Rev. Gén. Élect.*, avril 1954, 489-500.
[3] GUIZONNIER (R.), Étude en courant continu de la conductibilité du tétrachlorure de carbone, du benzène, du sulfure de carbone, d'isolants solides à l'état liquide et de la répartition des potentiels en liquides (champs inférieurs à 2 kV). *Revue Générale de l'Électricité*, juin 1956, 367-380).
[4] Étude de la conductibilité des huiles isolantes. *Rev. Gén. Élect.*, 1953, 253.
[5] *Z. ag. Chem.*, 1928-1929, **177-178**, 253.
[6] Étude de la conductibilité des huiles isolantes (*op. cit.*).
[7] RUFENER, La mise en équation des résultats d'expérience (Dunod).
[8] GROSS et DENARD, On permanent charges in solid dielectrics. *Phys. Rev.*, 1945, **67**, 254.
[9] VOGLIS (G. M.), *Z. Physik*, 1938, **109**, 12.
[10] Étude de la conductibilité des huiles isolantes (*op. cit.*, p. 253).
[11] GUIZONNIER (R.), Répartition des potentiels dans le tétrachlorure de carbone soumis à une différence de potentiel constante (champs inférieurs à 1 500 V : cm). *J. Physique Rad.*, 16 juillet 1955, 58-60.
[12] SMEKAL, *Z. Physik*, 1935, **36**, 742.
[13] GUIZONNIER (R.), Étude des charges spatiales dans les huiles isolantes soumises à une différence de potentiel continue. Conclusions sur la conductibilité de ces huiles. *Rev. Gén. Élect.*, 1954, **63**, 498.
[14] Étude de la conductibilité des huiles isolantes (*op. cit.*, p. 253).
[15] HOCHBERG et JOFFÉ, *Z. Physik*, 1930, **66**, 172.
[16] POOLE, *Phil. Mag.*, 1921, **42**, 488.
[17] JOST (N.), Diffusion, p. 303, courbes d'après BARRER et IBBITSON.
[18] GUIZONNIER (R.), Étude de l'influence de la température sur la conductibilité des isolants à l'état liquide. *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **421**, 670-672.
[19] Étude faite en collaboration avec M. MONSONEGO (en cours).

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11
TOME 17, NOVEMBRE 1956, PAGE 129 A

MESURES DE LA TENSION D'AMORÇAGE DES DÉCHARGES RAMPANTES DANS L'HYDROGÈNE ET DANS L'AZOTE COMPRIMÉS

Par ANDRÉ BOULLOUD,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Grenoble.

Sommaire. — Mesures en tension continue de la tension d'amorçage des décharges rampantes dans l'hydrogène et dans l'azote comprimés avec des dispositifs variés comprenant des échantillons isolants d'araldite et de plexiglas. Sous l'effet de ces décharges, l'araldite subit de graves dommages dans l'azote. Contrairement à ce qui se passe avec des électrodes métalliques séparées par le gaz seul, un même dispositif utilisant un échantillon de plexiglas peut, dans certains cas, supporter sans étincelle des tensions plus élevées dans l'hydrogène que dans l'azote sous la même pression. Les expériences réalisées permettent de préciser les conditions d'existence de ce phénomène et elles apportent divers éclaircissements quant au mécanisme de formation des décharges.

1. **Introduction.** — Une même génératrice électrostatique à transporteur isolant peut fournir une tension maximum plus élevée si on la fait fonctionner dans une atmosphère d'hydrogène comprimé que si on utilise une atmosphère d'azote sous la même pression [1]. Dans les deux cas, ce sont des étincelles survenant à l'intérieur de la machine qui limitent la tension de débit. Une première étude ayant confirmé que ce phénomène demeure inexplicable tant qu'on ne considère que le potentiel disruptif entre électrodes métalliques séparées par le gaz seul [2], nous avons été conduits à entreprendre des mesures en tension continue de la tension d'amorçage des étincelles avec des dispositifs comportant l'interposition d'isolants solides entre les électrodes.

2. **Appareillage et mode opératoire.** — L'appareillage et le mode opératoire ont été déjà décrits dans un précédent article [2].

Pour détecter la présence éventuelle de courants permanents, il n'a été recouru qu'exceptionnellement à une méthode électrométrique. On utilisait généralement une ampoule à néon montée en dérivation sur une résistance de 10 mégohms. Seuls des courants de quelques microampères au moins pouvaient être mis en évidence par ce procédé.

Il n'a pas été fait usage de source d'ionisation artificielle. Les électrodes étaient des plateaux d'acier inoxydable de 10 cm² environ de surface utile à bord arrondi et une tige d'acier ordinaire de 6 mm de diamètre à extrémité approximativement hémisphérique. Les échantillons d'isolant étaient en araldite et en plexiglas. Ceux d'araldite étaient usinés au tour. Les cylindres de plexiglas étaient découpés dans un barreau cylindrique de 10 mm de diamètre et seules leurs faces terminales étaient usinées au tour. Des ressorts maintenaient les électrodes appliquées contre l'isolant. Les gaz « impurs » provenaient des bouteilles fournies couramment par l'industrie. L'hydrogène purifié l'était par liquéfaction et l'azote purifié titrait, d'après le fabricant, environ $5 \cdot 10^{-5}$ d'impuretés. La pureté du gaz n'ayant pas d'influence critique sur les résultats obtenus, nous nous sommes bornés, avant d'effectuer le remplissage de l'enceinte d'essais avec les gaz purifiés, à évacuer celle-ci au moyen d'une pompe à palettes, avec utilisation d'un piège à azote liquide. Le gaz contenu dans l'enceinte était desséché à l'aide d'anhydride phosphorique.

Les tensions d'amorçage reproduites sur les courbes illustrant cet article correspondent à plusieurs mesures concordantes (au moins 3 ou 4 sous chaque pression) effectuées en relevant très progressivement la tension appliquée (d'environ 2 % toutes les 30 secondes). Les valeurs ainsi obtenues sont assez bien reproductibles, au moins quant à leur ordre de grandeur. Elles sont beaucoup trop optimistes pour une utilisation industrielle pour laquelle l'absence totale d'étincelles est exigée car ce mode opératoire a pour effet d'éliminer les tensions de réamorçage et les valeurs aberrantes.

Toutes les séries de mesures ont été effectuées par pressions décroissantes et, éventuellement, pour les deux polarités de la haute tension sous chaque pression. Dans les expériences utilisant la tige, la haute tension était appliquée à cette dernière. Toutes les pressions sont comptées à partir du vide.

3. **Résultats expérimentaux.** — Nous avons étudié les dispositifs suivants : dispositif 1. — Cylindre isolant de 10 mm de diamètre et de 7 mm de longueur serré entre deux plateaux parallèles perpendiculaires à son axe (*fig.* 1) ; dispositif 2. — Cylindre isolant de 10 mm de diamètre et de 7 mm de hauteur serré entre un plateau perpendiculaire à son axe et l'extrémité de la tige (*fig.* 2 et 3) ; dispositif 3. — Tronc de cône isolant de 60 degrés d'ouverture, de 7 mm de hauteur et de 10 mm de diamètre à sa grande base serré entre un plateau en contact avec sa grande base et l'extrémité de la tige s'appuyant sur sa petite base (*fig.* 4 et 5) ; dispositif 4. — Cylindre isolant de 10 mm de

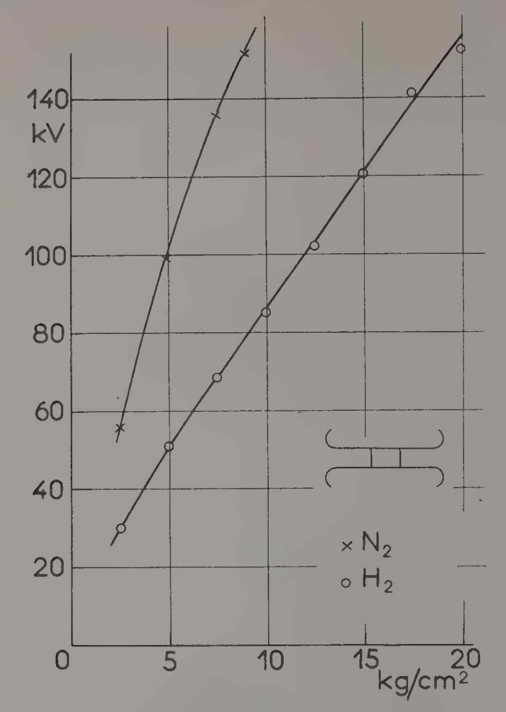


Fig. 1. — Tension d'amorçage des étincelles dans l'hydrogène et dans l'azote entre deux plateaux parallèles avec interposition d'un cylindre de plexiglas de 10 mm de diamètre et de 7 mm de hauteur. En abscisse : pression du gaz.

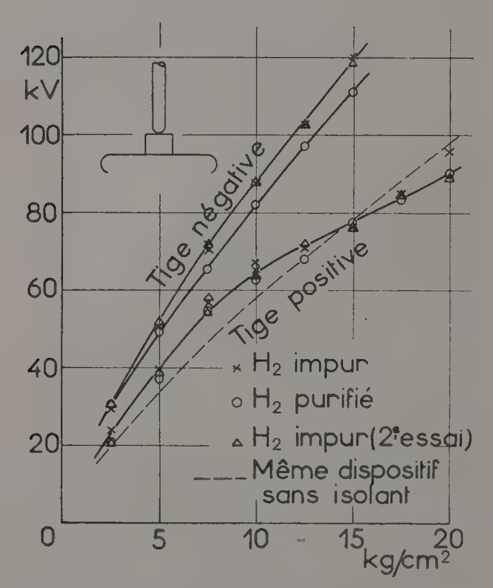


Fig. 2. — Tension d'amorçage des étincelles dans l'hydrogène entre un plateau et l'extrémité hémisphérique d'une tige de 6 mm de diamètre avec interposition d'un cylindre de plexiglas de 10 mm de diamètre et de 7 mm de hauteur. En abscisse : pression du gaz.

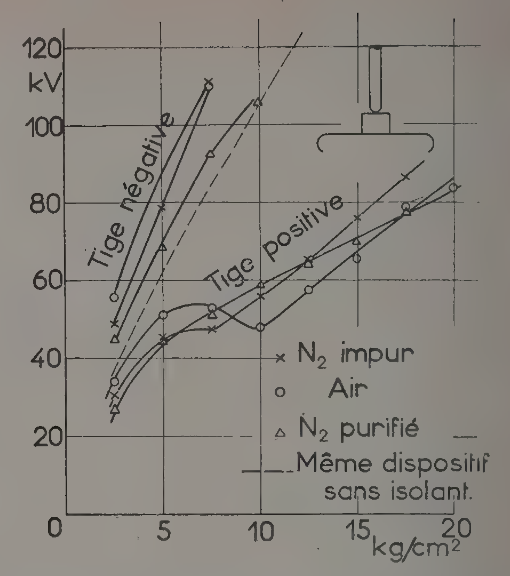


Fig. 3. — Tension d'amorçage des étincelles dans l'azote entre un plateau et l'extrémité hémisphérique d'une tige de 6 mm de diamètre avec interposition d'un cylindre de plexiglas de 10 mm de diamètre et de 7 mm de hauteur. En abscisse : pression du gaz.

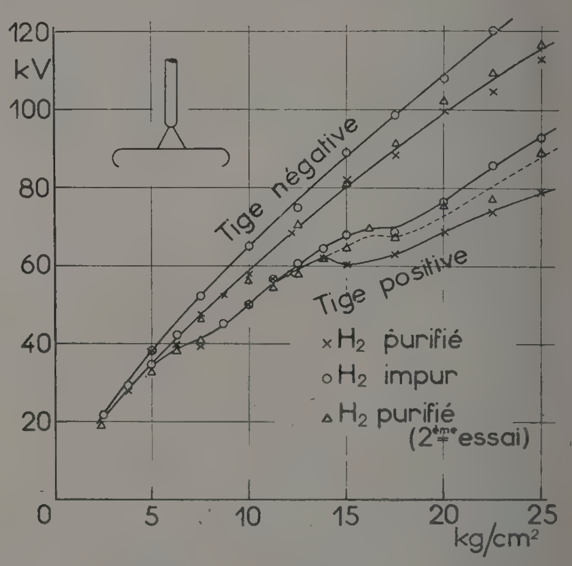


Fig. 4. — Tension d'amorçage des étincelles dans l'hydrogène entre un plateau et l'extrémité hémisphérique d'une tige de 6 mm de diamètre avec interposition d'un tronc de cône de plexiglas de 60° d'ouverture, de 7 mm de hauteur et de 10 mm de diamètre maximum. En abscisse : pression du gaz.

diamètre et de 45 mm de longueur environ serré entre un plateau en contact avec lui le long d'une génératrice et l'extrémité de la tige s'appuyant au milieu de la génératrice opposée (*fig.* 6 et 7).

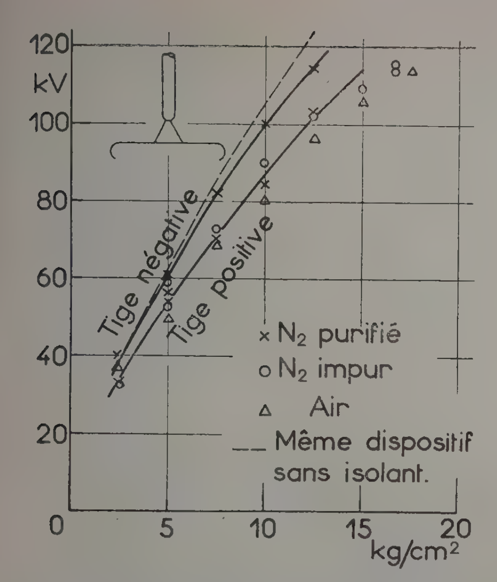


FIG. 5. — Tension d'amorçage des étincelles dans l'azote entre un plateau et l'extrémité hémisphérique d'une tige de 6 mm de diamètre avec interposition d'un tronc de cône de plexiglas de 60° d'ouverture, de 7 mm de hauteur et de 10 mm de diamètre maximum. En abscisse : pression du gaz.

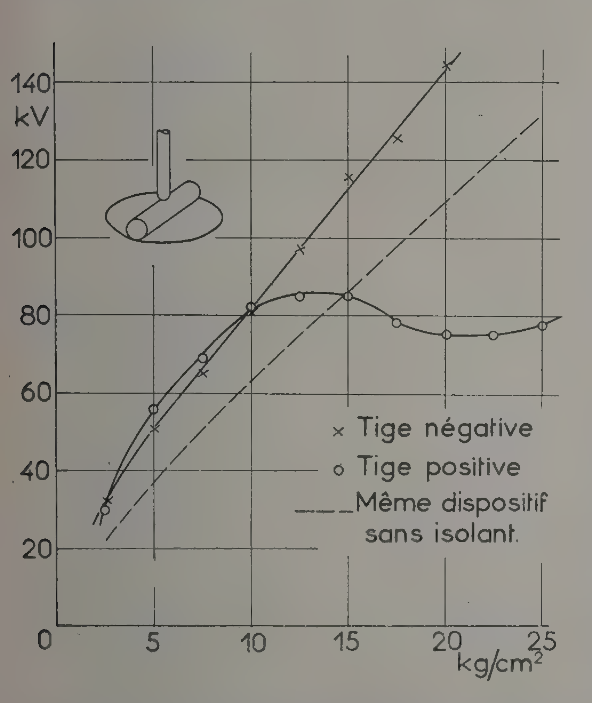


FIG. 6. — Tension d'amorçage des étincelles dans l'hydrogène entre un plateau et l'extrémité hémisphérique d'une tige de 6 mm de diamètre avec interposition d'un cylindre de plexiglas couché de 10 mm de diamètre. En abscisse : pression du gaz.

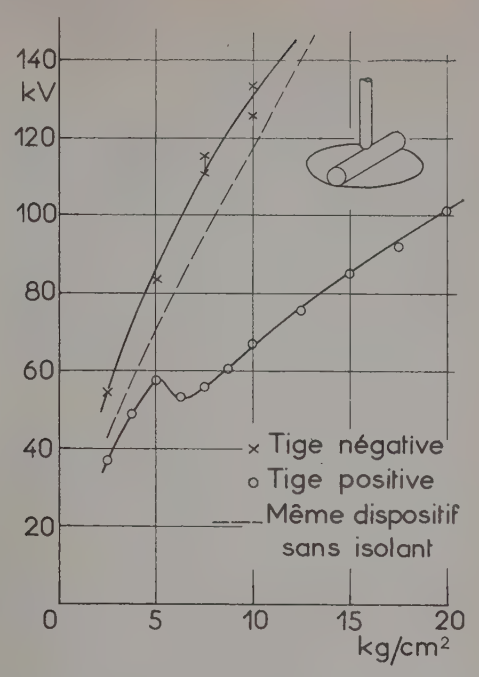


FIG. 7. — Tension d'amorçage des étincelles dans l'azote entre un plateau et l'extrémité hémisphérique d'une tige de 6 mm de diamètre avec interposition d'un cylindre de plexiglas couché de 10 mm de diamètre. En abscisse : pression du gaz.

a) ALTÉRATION DE L'ISOLANT. — Les décharges ont pour effet de lisser la surface de l'isolant. La tige laissait sur l'isolant une empreinte de 1 mm de diamètre environ. Dans son voisinage, des traces rayonnantes en faible relief apparaissaient sur le plexiglas. Le percement du plexiglas n'a été observé qu'après de nombreuses décharges et seulement avec les dispositifs 2 et 3 étudiés dans l'azote et dans l'air. Avec le dispositif 3, le bord de la petite base du tronc de cône avait tendance à s'ébrécher.

Dans l'hydrogène, les valeurs numériques de la tension d'amorçage sont voisines pour des échantillons d'araldite et de plexiglas. Dans l'azote et dans l'air, il en est de même pour les toutes premières étincelles, mais quelques décharges suffisent à provoquer un effondrement du potentiel disruptif avec les échantillons d'araldite. Dans l'azote purifié le passage prolongé d'étincelles conduit alors au court-circuit pour la haute tension. On trouve au démontage l'isolant profondément entaillé par arrachement d'éclats à bords vifs qui jonchent les électrodes, lesquelles sont couvertes d'un épais dépôt de suie. Si l'essai a été poursuivi jusqu'au court-circuit, un chemin noirâtre plus ou moins sinueux joint les électrodes et on peut vérifier avec un contrôleur qu'il est bien responsable de la conductibilité. Dans l'azote impur, les dégâts sont moins importants et, si l'érosion de l'araldite reste

sensible dans l'air, l'arrachement d'éclats et le charbonnement y sont inconnus.

b) Effet de polarité. — Aussi bien dans l'air que dans l'azote et dans l'hydrogène purifiés et impurs, l'accroissement de la tension d'amorçage des étincelles avec la pression est régulier avec les dispositifs 2, 3 et 4 lorsque la tige est négative. Pour l'autre polarité, la tension d'amorçage est plus petite sous la même pression, sauf dans l'hydrogène avec le dispositif 4 dans un domaine restreint de pressions (*fig.* 6). Elle peut en outre présenter un maximum puis un minimum relatifs quand la pression s'élève (*fig.* 3, 4, 6 et 7).

c) Influence de la pureté du gaz. — La pureté du gaz est sans effet sur le potentiel disruptif avec le dispositif 1. Avec les dispositifs 2 et 3, la tension d'amorçage lorsque la tige est négative est plus élevée dans les gaz impurs que dans les gaz purifiés et elle est plus grande dans l'air que dans l'azote (*fig.* 2, 3 et 4).

Pour l'autre polarité, il en est de même sous les faibles pressions dans l'azote et dans l'air avec le dispositif 2, puis les résultats s'inversent et deviennent plus complexes quand la pression s'élève. Le maximum du potentiel disruptif, inapparent dans l'azote purifié, est peu accusé dans l'azote impur et il est très net dans l'air (*fig.* 3). Dans l'hydrogène purifié et impur, les valeurs numériques sont sensiblement les mêmes (*fig.* 2).

Le dispositif 4 n'a été étudié que pour les gaz purifiés.

d) Courants. — Sauf dans le cas où l'isolant était détérioré, il n'a jamais été détecté de courant permanent. Par contre, lorsque la tige était négative, de petites décharges instantanées illuminant fugitivement l'ampoule à néon se produisaient sous les fortes pressions tant dans l'hydrogène que dans l'azote à des tensions inférieures à celle d'étincelle.

e) Influence des décharges antérieures. — Chaque amorçage était suivi d'un train d'étincelles qu'on interrompait en réduisant la tension appliquée. En relevant trop rapidement celle-ci après le passage d'un tel train ou après un changement de polarité, on trouvait le potentiel disruptif sensiblement abaissé. Sous les fortes pressions, le passage répété des décharges avait pour effet de relever leur tension d'amorçage lorsque la tige était négative. D'autre part, les étincelles survenant sous les tensions élevées à l'intérieur de la génératrice électrostatique déclanchaient régulièrement l'amorçage dans l'enceinte d'essais et les mesures étaient rendues délicates de ce fait.

f) Trajectoires suivies par les étincelles. — Les trajectoires suivies par les étincelles étaient repérables par leurs traces sur l'isolant et par les cratères qu'elles laissaient sur les plateaux. Avec le dispositif 1, d'assez nombreux cratères se trouvaient relativement éloignés du cylindre. Avec le dispositif 2, les uns formaient un cordon au pied du cylindre tandis que les autres se dispersaient dans une couronne dont le diamètre extérieur était de l'ordre de 20 mm. Ils se groupaient tous au pied du tronc de cône avec le dispositif 3. Dans le cas du dispositif 4, ils se répartissaient d'une part en deux bandes parallèles écartées de 5 à 6 mm,

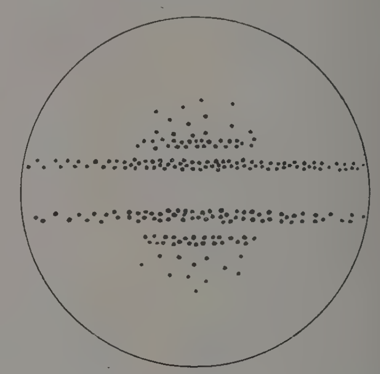


Fig. 8. — Répartition des cratères laissés sur le plateau par les décharges rampantes avec le dispositif des figures 6 et 7.

symétriques par rapport à la ligne de contact du cylindre et du plan et s'étendant jusqu'au bord de l'électrode, d'autre part en deux bandes plus courtes écartées d'une dizaine de millimètres. Un petit nombre d'entre eux se dispersaient en outre dans deux plages situées au delà de ces dernières bandes (*fig.* 8).

4. **Discussion.** — *a*) Comparaison de la tension d'amorçage des étincelles dans l'hydrogène et dans l'azote. — Avec le dispositif 1, la tension d'amorçage est plus élevée dans l'azote que dans l'hydrogène sous la même pression. Il en est de même avec les autres dispositifs lorsque la tige est négative. Par contre, dès que la pression dépasse 7 atmosphères dans le cas du dispositif 2 (*fig.* 2 et 3) et sous les pressions comprises entre 6 et 15 atmosphères dans celui du dispositif 4 (*fig.* 6 et 7), le potentiel disruptif lorsque la tige est positive est plus grand dans l'hydrogène que dans l'azote, toutes conditions égales d'ailleurs. Nous avons donc réussi à mettre en évidence des circonstances telles qu'un même dispositif supporte sans étincelle des tensions plus élevées dans l'hydrogène que dans l'azote, contrairement à ce qui se passe avec des électrodes métalliques séparées par le gaz seul.

La comparaison des divers dispositifs étudiés montre que ces circonstances sont : la présence d'un isolant solide entre les électrodes ; l'appli-

cation d'une haute tension positive à une électrode à forte courbure ; une disposition de l'isolant telle qu'il joue le rôle d'écran entre les électrodes et que les décharges soient obligées de le contourner, puisque le phénomène ne se produit pas avec le dispositif 3. Quand ces conditions sont réunies, le phénomène n'est cependant observable que dans un domaine de pressions plus ou moins limité.

Les décharges éclatant entre les organes métalliques d'une génératrice électrostatique à transporteur isolant satisfont aux conditions ci-dessus. Le but essentiel de notre étude, c'est-à-dire l'explication du paradoxe présenté par les performances relatives d'une même génératrice électrostatique fonctionnant soit dans l'azote soit dans l'hydrogène, se trouve ainsi atteint.

La technique des génératrices électrostatiques modernes fait un large appel à l'araldite. Nos expériences montrent que cet isolant devrait être exclu d'une machine devant fonctionner dans une atmosphère d'azote. Le comportement du plexiglas s'est révélé satisfaisant au cours de nos essais. Cependant, les propriétés mécaniques insuffisantes de ce matériau et sa mauvaise tenue en présence d'effluves interdisent son emploi généralisé dans la construction des génératrices à transporteur isolant [3].

b) Role des charges superficielles sur l'isolant. — L'effet de polarité constaté avec les dispositifs 2, 3 et 4 est en accord avec l'observation courante d'après laquelle il est plus facile d'isoler une haute tension négative qu'une haute tension positive de même valeur absolue. Comme dans le cas des figures de Lichtenberg, cet effet s'explique aisément par des considérations élémentaires sur les charges superficielles : dans une décharge en formation, les électrons se propagent à peu près librement tandis que les ions positifs résultant de l'ionisation par chocs dans le gaz ont tendance à être retenus à la surface de l'isolant. La perturbation de la distribution du champ électrique qui en résulte a pour effet d'entraver la propagation de la décharge à partir de la tige lorsque celle-ci est négative et de la favoriser pour l'autre polarité [4].

Quand la pression varie, le maximum relatif de la tension d'amorçage pour la polarité positive de la tige n'est pas sans rappeler le phénomène similaire présenté par l'effet de couronne positif [5] et on peut en proposer une explication analogue. Par suite des charges laissées sur l'isolant par les premières avalanches électroniques et des modifications de la distribution du potentiel qui en résultent, les décharges sont d'abord rejetées latéralement et elles suivent une trajectoire de plus en plus allongée. A partir d'une certaine pression, les conditions de propagation des décharges deviennent plus favorables le long d'une trajectoire relativement courte et la tension d'amorçage diminue alors que la pression continue à augmenter. Pour contrôler le bien-fondé de ce mécanisme, nous nous sommes livrés à des essais sous pression constante avec le dispositif 4. Ces expériences ont montré que les deux bandes centrales de cratères laissées sur le plateau par les étincelles dans l'azote (*fig.* 8) correspondent à la polarité positive de la tige et que leur longueur passe par un maximum relatif pour la même pression que la tension d'amorçage. Sur le cylindre de plexiglas, on observait des traces coudées, peu inclinées sur les génératrices au départ de la tige. Bien qu'il soit impossible de distinguer les cratères dus aux étincelles initiales de ceux dus aux réamorçages, la vérification de la théorie peut être considérée comme satisfaisante. Dans l'hydrogène, les deux bandes centrales de cratères s'étendaient jusqu'au bord du plateau sous toutes les pressions supérieures ou égales à 10 kg/cm² et certaines traces de rampage atteignaient les extrémités du cylindre. Une série de mesures effectuées avec un plateau chromé de 7 cm de diamètre utile, à bord arrondi, et un cylindre de plexiglas de 8,5 cm de longueur a fourni une courbe analogue de la tension d'amorçage en fonction de la pression. Les bandes centrales de cratères s'étendaient encore jusqu'au bord de l'électrode. L'une des traces de rampage suivait sur une longueur de 27 mm la génératrice du cylindre opposée à la ligne de contact cylindre-plan avant de s'infléchir vers le plateau.

c) Comparaison des tensions d'amorçage avec et sans interposition d'isolant entre les électrodes. — Tant dans l'azote que dans l'hydrogène, la tension d'amorçage avec le dispositif 1 est pratiquement la même, que le cylindre isolant soit ou non présent entre les électrodes. Ce résultat, corroboré par le nombre de cratères relativement éloignés de l'isolant, semble contredire les données généralement admises. Cependant, Trump et Andrias ont montré que la différence des tensions d'amorçage avec et sans isolant, pour un dispositif analogue, était d'autant plus accusée que la distance des plateaux était plus grande [6]. D'ailleurs, la courbure du bord de nos plateaux était probablement inadéquate vu leur écartement, comme en témoignent les cratères trouvés sur le bord même des électrodes.

Quelle que soit la pression, la tension d'amorçage avec le dispositif 3 est la même avec et sans isolant dans l'hydrogène purifié lorsque la tige est négative. Pour la même polarité, elle est un peu plus petite en présence de l'isolant dans l'azote purifié (*fig.* 5). Avec les dispositifs 2 et 4, l'interposition de l'isolant a pour effet de la relever lorsque la tige est négative (*fig.* 2, 3, 6 et 7).

L'ensemble de ces résultats ne s'explique pas seulement par l'allongement plus ou moins grand de la trajectoire des décharges imposé par la présence de l'isolant. Il est intéressant de remarquer

que le relèvement relatif de la tension d'amorçage dû à la présence de l'isolant dans le cas des dispositifs 2 et 4 lorsque la tige est négative est plus important dans l'hydrogène que dans l'azote. La raison peut en être cherchée dans le fait qu'avec ces dispositifs l'isolant joue le rôle d'écran entre les électrodes, empêchant ainsi une partie du rayonnement émis par les décharges en formation de parvenir à la cathode. Diverses expériences conduisent en effet à attribuer la libération à la cathode des électrons secondaires nécessaires à l'entretien et au développement de la décharge principalement à l'effet photoélectrique dans le cas de l'hydrogène et aux ions positifs dans celui de l'azote [7, 8, 9].

5. **Conclusion.** — Nous avons mesuré la tension d'amorçage des décharges rampantes avec des dispositifs variés plongés dans de l'hydrogène et dans de l'azote comprimés.

1) Ces mesures ont montré que dans certains cas un même dispositif pouvait supporter sans étincelle des tensions plus élevées dans l'hydrogène que dans l'azote sous la même pression. Un tel résultat est contraire à ceux obtenus avec des électrodes métalliques séparées par le gaz seul. Il permet d'expliquer pourquoi une génératrice électrostatique peut fournir une tension plus élevée en fonctionnant dans l'hydrogène qu'en fonctionnant dans l'azote sous la même pression.

Les conditions requises pour que ce phénomène se produise sont : *a*) la présence d'un isolant solide entre les électrodes ; *b*) l'application d'une haute tension positive à une électrode à forte courbure ; *c*) une disposition de l'isolant telle qu'il joue le rôle d'écran entre les électrodes.

2) Quand on augmente la pression du gaz, la tension d'amorçage des décharges rampantes peut présenter un maximum puis un minimum relatifs lorsqu'une haute tension positive est appliquée à une électrode à forte courbure.

3) L'araldite subit de graves dommages sous l'effet des décharges rampantes dans l'azote.

4) Au point de vue théorique, nos expériences confirment les idées actuelles relatives à divers types de décharges (figures de Lichtenberg, effet de couronne) et aux mécanismes de libération d'électrons secondaires à la cathode dans l'hydrogène et dans l'azote.

Manuscrit reçu le 30 avril 1956.

BIBLIOGRAPHIE

[1] GARTNER (E.), *Rev. Gén. Électr.*, 1953, **62**, 71 et 136.
[2] BOULLOUD (A.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 26 A.
[3] GARTNER (E.), Communication personnelle.
[4] COBINE (J. D.), Gaseous Conductors, McGraw-Hill Book Cy, 1941, 203.
[5] BOULLOUD (A.), *Rev. Gén. Électr.*, 1955, **64**, 283.
[6] TRUMP (J. G.) et ANDRIAS (J.), *Trans. Amer. Inst. Electr. Eng.*, 1941, **60**, 986.
[7] LAUER (E. J.), *J. Appl. Phys.*, 1952, **23**, 300.
[8] GREY MORGAN (C.), *Appl. Sc. Res.*, 1955, B **5**, 18.
[9] HUBER (E.), *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 267.

ERRATUM

Article de M. A. Laborde (*J. Physique Rad.*, Supplément de Physique appliquée, juin 1956, **17**, 94 A).

Page 95 A, 1re colonne, ligne 5 : *au lieu de :* remettre également à la terre, *lire :* remettre en même temps à la terre. — Ligne 15 : *au lieu de :* $G = G(v - v')/V$, *lire :* $C = G(v - v')/V$. — Ligne 19 : *au lieu de :* ... électricité q, φ et φ', *lire :* ... électricité q, Q et Q'. — 2e colonne, ligne 24 : *après la formule, ajouter :* [II].

Page 96 A, 2e colonne, ligne 5 : *au lieu de :* ... [IV], *lire :* ... [V]. — Ligne 13 : *au lieu de :* ... sur le parcours de N divisions, *lire :* ... sur le parcours total. — Lignes 14 à 19 : *remplacer par :* La perte de charge très lente $(C_1V_1 - C_2V_2)/\Theta = \varphi$ peut être assimilée avec une précision suffisante à une vitesse moyenne φ_m, déterminée graphiquement ou par le calcul, après avoir effectué le long du parcours C_1V_1, C_2V_2, plusieurs mesures de vitesse de fuite, $\Delta q_1/\Delta\Theta_1 = \varphi_1$, $\Delta q_2/\Delta\Theta_2 = \varphi_2$ ..., sur des intervalles étroits régulièrement répartis.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11
TOME 17, NOVEMBRE 1956, PAGE 135 A.

FABRICATION DES SCINTILLATEURS α INSENSIBLES A LA LUMIÈRE AMBIANTE

Par Bernard MOUGIN et Yves KOECHLIN,
Service des Constructions Électriques, Section d'Électronique-Physique,
Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

Sommaire. — On décrit le mode de fabrication d'écrans scintillateurs destinés au comptage des particules alpha.

Ces scintillateurs se composent d'un écran de sulfure de zinc activé à l'argent, déposé sur un support transparent, et recouvert par un cache en aluminium.

Ce cache, d'une épaisseur massique de 0,8 mg/cm², peut être traversé par les particules alpha, alors qu'il est complètement opaque à la lumière ambiante. Un compteur à scintillations équipé d'un tel écran présente un rendement quantique de 30 % pour les particules alpha de l'uranium. Son mouvement propre — de l'ordre de 0,6 impulsions par minute — n'est pas augmenté par l'éclairement intense de l'écran scintillateur.

I. Formation de l'écran. — L'écran de ZnS(Ag) (1) est obtenu par la méthode dite de sédimentation. Un disque transparent, en verre ou en matière plastique, est disposé à quelques centimètres du fond d'un bécher rempli d'eau additionnée de 10 % d'alcool méthylique. Ce bécher, d'un diamètre légèrement supérieur au disque et d'une hauteur double du diamètre du disque à employer, est muni à sa base d'un queusot de vidange de 4 mm de diamètre.

On brasse pendant une dizaine de minutes dans un mortier contenant un peu d'eau la quantité de ZnS en poudre nécessaire à la formation de l'écran. Cette quantité est calculée en fonction de l'épaisseur massique de l'écran et du diamètre du bécher dans lequel se fait la sédimentation. Elle est de 1,5 g de ZnS pour un écran de 10 mg/cm² et un bécher de 14 cm de diamètre.

On ajoute ensuite la quantité d'eau nécessaire à la fluidité du mélange, et le contenu du mortier est versé lentement au centre du bécher, très près de la surface de l'eau. Après une durée d'environ 10 minutes, la décantation est achevée, l'eau est siphonnée jusqu'à 5 mm au-dessus du dépôt, puis évacuée par le queusot de vidange du bécher.

Lorsque le niveau d'eau est à 1 mm environ au-dessus du dépôt, la vitesse d'écoulement est réduite à 10 gouttes à la minute. L'écran est ensuite séché à l'aide d'une lampe infra-rouge, puis retiré du bécher et posé horizontalement. Il est alors recouvert de fixatif à l'aide d'un vaporisateur d'aérosol ; on arrête l'opération lorsque le fixatif, diffusant entre les cristaux ZnS, recouvre entièrement le dépôt. On laisse sécher l'écran pendant 1 heure ; le séchage peut être activé dans les 20 dernières minutes, à l'aide de la lampe infra-rouge placée comme précédemment.

(1) Sulfure de zinc fabriqué par Lévy West Lab. (Angleterre) et importé par Massiot et Cie, 37 *bis*, rue de Belfort, Courbevoie.

II. Fabrication du cache. — Le cache est constitué par des membranes minces de formvar (2) métallisées sous vide par évaporation thermique d'aluminium.

1. *Préparation des membranes de formvar.* — Ces membranes sont formées sur des plaques en verre incurvées : quatre de ces plaques juxtaposées forment un cylindre de 20 cm de diamètre et de 18 cm de haut. Elles doivent être dépourvues de rayures et soigneusement décapées dans un bain sulfurique chaud, puis rincées et séchées à l'air.

Chaque plaque est immergée pendant 20 minutes dans une solution de soude à 5 % pour faciliter le décollement de la membrane. Elle est ensuite essuyée par glissement sur du papier filtre, puis séchée à l'air à l'abri de la poussière. Le côté concave de la plaque est alors plongé, pendant 15 secondes, dans une solution de formvar constituée par 2 g de formvar pour 100 g de chloroforme ; on obtient ainsi une pellicule mince de formvar, adhérente au verre, et ayant une épaisseur massique de 70 μg/cm² environ.

2. *Métallisation des membranes de formvar.* — Quatre plaques ainsi préparées sont montées verticalement à l'intérieur d'une cloche à vide. Elles reposent sur la platine, côté formvar à l'intérieur, en y délimitant un cercle de 20 cm de diamètre au centre duquel est placé verticalement un filament de tungstène blanchi de 0,5 mm de diamètre. Ce filament est muni de 4 boucles à 4 et 2 cm de son point milieu, ce point étant au niveau du centre des plaques. Chaque boucle soutient un cavalier d'aluminium pesant 30 mg.

Lorsque le vide, évalué à la jauge d'ionisation est de l'ordre de 10^{-5} mm Hg, le filament d'évaporation est chauffé progressivement et l'aluminium

(2) Formvar provenant de la Shawinigan Ltd, Marlow House Llyod's Avenue, Londres EC 3.

se vaporise jusqu'à disparition complète ; l'opération dure 5 minutes environ. L'épaisseur massique de la métallisation est alors de 0,2 mg/cm².

La rentrée d'air dans la cloche ne s'effectue que lorsque la température de la métallisation est revenue à 20 °C environ, afin d'éviter la formation d'alumine.

3. *Obtention des membranes métallisées.* — Une fois métallisée, la membrane est découpée à l'aide d'un bistouri sur tout le pourtour de la plaque de verre à 2 mm de la bordure, et la plaque est immergée horizontalement dans un cristallisoir rempli d'eau, la membrane vers le haut. En 30 minutes, l'eau pénètre entre la plaque et la membrane et gagne toute la surface. L'eau est alors siphonnée.

La plaque (la membrane toujours dirigée vers le haut) est présentée à la surface d'une eau calme par l'un de ses côtés rectilignes, puis immergée progressivement. La membrane se détache alors de la plaque et vient flotter à la surface de l'eau, au fur et à mesure de l'immersion.

Un cadre, constitué par une plaque carrée d'aluminium percée d'une fenêtre ayant un diamètre supérieur à celui de l'écran de ZnS, est alors glissé sous la membrane. Un côté de celle-ci est amené en contact avec le cadre, la membrane se colle et suit le cadre lorsque, ramené à la position verticale, il est tiré hors de l'eau.

L'étanchéité à la lumière de la membrane métallisée est grossièrement vérifiée par sa transparence aux flux lumineux d'une lampe de forte intensité. La membrane ne doit pas comporter, sur une surface de 100 cm², plus d'une dizaine de trous d'épingles visibles à l'œil nu.

III. Montage des membranes métallisées sur l'écran ZnS. — Les membranes sont fixées, par paire, sur des couronnes métalliques dont le diamètre extérieur est celui de l'écran de sulfure de zinc. La première membrane est posée sur la couronne présentée sous le cadre. Une deuxième membrane est posée, de la même manière, sur la même couronne. Ces deux membranes sont alors collées sur la couronne à l'aide de chloroforme passé au pinceau.

Le cache est constitué de deux couronnes (épaisseur : 0,8 mm) réunies ensemble, emprisonnant ainsi quatre membranes. L'ensemble est maintenu en place, à l'aide de vernis (³) déposé sur la tranche des couronnes.

Ce cache est disposé sur la couche de sulfure de zinc de l'écran et scellé au vernis.

IV. Caractéristiques. — 1. *Conditions des mesures.* — Le scintillateur α métallisé est disposé sur la photocathode d'un photomultiplicateur (P. M.) Dumont 6292, dont le gain est ajusté à un million environ.

La constante de temps du circuit anodique du P. M. est de 50 microsecondes environ. On enregistre les impulsions délivrées par le P. M. ayant une amplitude supérieure à 1 volt.

2. *Mouvement propre du P. M. seul.* — Le mouvement propre du P. M. sans le scintillateur est, dans ces conditions, de 0,6 impulsion/minute.

3. *Mouvement propre du P. M. monté avec le scintillateur métallisé.* — Le scintillateur est placé à 40 cm d'une ampoule d'éclairage de 200 W en fonctionnement. Dans ces conditions, le mouvement propre du P. M. reste identique au précédent.

4. *Rendement quantique de l'ensemble.* — Le scintillateur α, toujours monté sur la photocathode du P. M. Dumont en fonctionnement, est soumis au flux de particules α d'une couche mince d'uranium (1 mg/cm²) d'intensité connue. La plaquette est placée à 5 mm du scintillateur.

Le nombre de coups comptés dans un intervalle de temps déterminé est alors, dans ces conditions, environ le tiers du nombre de particules α frappant le scintillateur dans le même intervalle de temps.

(³) Par exemple, acétate de vinyl.

Manuscrit reçu le 6 juin 1956.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11
TOME 17, NOVEMBRE 1956, PAGE 137 A

NOUVELLE MÉTHODE DE DOSAGE DE L'URANIUM, DU RADIUM, DU THORIUM ET DE L'ACTINIUM DANS DES PARTICULES FINES DE MINERAI RADIOACTIF.

Par G. BECQUEREL,
Laboratoire de Recherches de la Société Kodak-Pathé (1).

Sommaire. — Dans l'article qui suit, on expose une méthode permettant de doser simultanément l'uranium, le radium, le thorium et l'actinium dans une particule très fine de minerai radioactif.

Ce dosage est réalisé en étudiant l'absorption des rayons α par l'air ou par des écrans équivalents et en appliquant les résultats obtenus à l'observation de la courbe de recroissance des dépôts actifs dans l'échantillon après chauffage prolongé à 800 °C.

La sensibilité de la méthode permet l'étude de particules fines de minerai émettant un rayon α par seconde.

L'étude des particules de minerai radioactif dont le volume est souvent inférieur au centième de millimètre cube se heurte à de nombreuses difficultés expérimentales.

En particulier, l'emploi de plaques photographiques est très délicat et les résultats obtenus sont qualitatifs ou semi-quantitatifs, les mesures absolues étant pratiquement impossibles.

Dans l'article qui suit, on expose une méthode permettant le dosage quantitatif d'un tel minerai par un procédé de comptage de longue durée utilisant un photomultiplicateur d'électrons monté spécialement et un écran de sulfure de zinc de caractéristiques connues.

* * *

L'étude énergétique du rayonnement β est compliquée par le fait que chaque radioélément émet un spectre continu d'électrons. Les compteurs de Geiger ou les photomultiplicateurs utilisés en rayonnement β introduisent, d'autre part, dans les comptages, des fluctuations statistiques importantes dues aux mouvements propres élevés. Enfin, le rendement des compteurs est faible pour les rayonnements β et γ. En rayonnement α, au contraire, on peut obtenir des rendements élevés pour des mouvements propres remarquablement faibles et l'étude des énergies des particules α émises est relativement simple. Pour ces différentes raisons, la méthode de dosage exposée ci-dessous repose sur l'étude du rayonnement α.

En tenant compte du rendement de l'écran fluorescent pour la détection des particules α, on dose les différentes familles radioactives naturelles par l'étude de la recroissance des dépôts actifs combinée à l'étude énergétique du rayonnement α émis. On envisagera successivement :

1. Le problème de la fraction d'un rayonnement monoénergétique atteignant un écran fluorescent situé à une distance d de la source. 2. Le problème du rendement de l'écran fluorescent en fonction du parcours restant des particules α. 3. L'appareillage. 4. L'application au dosage de l'uranium, du radium, de l'actinium et du thorium dans le minerai considéré.

(1) Communication 1 811 V des Laboratoires de Recherches de la Société Kodak-Pathé.

I. **Fraction d'un rayonnement α monoénergétique atteignant un écran situé à une distance d de la source.** — L'émission α est isotrope, c'est-à-dire que le nombre de particules émises dans un angle solide φ est proportionnel à cet angle.

Si l'on dispose au-dessus d'une source ponctuelle un écran fluorescent E (*fig.* 1), on peut considérer

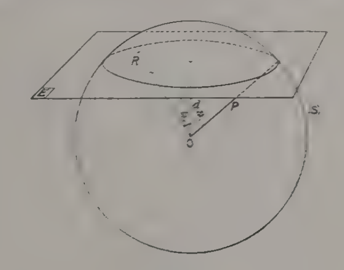


Fig. 1.

P = Parcours des particules α.
R = Parcours restant.
d = Distance de la source à l'écran fluorescent.
E = Écran fluorescent.
O = Source ponctuelle de particules α monoénergétiques.

que le nombre de particules α qui l'atteignent est proportionnel à la surface de la calotte sphérique découpée sur la sphère (S) ayant la source comme centre et le parcours P des particules α pour rayon. La proportion τ du nombre de rayons α qui touchent l'écran par rapport au rayonnement émis sur un seul côté, donc dans l'angle solide de π stéradians, est :

$$\tau = \frac{\text{Surface de la calotte sphérique découpée}}{\text{1 /2 surface totale de la sphère}} = \frac{2\varphi}{\pi}$$

avec

$$\text{Cos } \varphi = \frac{d}{P}$$

d étant la distance de la source à l'écran,
P le parcours des rayons α considérés.

$$\tau = \frac{2 \text{ Arc cos } \frac{d}{P}}{\pi}.$$

II. **Rendement de l'écran fluorescent en fonction du parcours restant des particules α.** — Une particule α atteignant l'écran ne provoque pas forcément la fluorescence d'un grain de sulfure de zinc. Il est donc expérimentalement intéressant de déterminer le rapport T du nombre de coups comptés lorsque l'écran est situé à une distance d de la source au nombre de coups enregistrés lorsque l'écran est au contact de la source.

J. P. Anthony [1] a montré que l'évolution du comptage N(R) en fonction du parcours restant R suit une loi de la forme :

$$N(R) = M(1 - e^{-\lambda R})$$

où M est une constante et où $\frac{1}{\lambda}$ est la distance moyenne entre deux centres excités par la même particule.

Le rapport T s'écrit donc :

$$T = \frac{2 \text{ Arc cos } \frac{d}{P}}{\pi} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda \bar{R}}}{1 - e^{-\lambda P}}. \quad (1)$$

Étant donné les faibles activités que l'on étudie, on ne diaphragme pas le faisceau de particules α et l'on emploie une photocathode dont la surface est grande vis-à-vis de celle de l'échantillon (cf. III, appareillage). On adopte pour R une valeur moyenne $\bar{R}$ calculée comme suit :

Soit ψ l'angle que fait la trajectoire d'une particule avec la normale à l'écran (*fig.* 1)

$$R = P - \frac{d}{\cos \psi}$$

$$\bar{R} = \frac{\int_0^{\text{Arc Cos} \frac{d}{P}} \left(P - \frac{d}{\cos \psi}\right) d\psi}{\text{Arc cos } \frac{d}{P}}$$

$$\bar{R} = P - d \frac{\text{Log tg} \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\text{Arc cos } \frac{d}{P}}{2}\right)}{\left(\text{Arc cos } \frac{d}{P}\right)_{\text{radians}}}.$$

III. **Appareillage.** — Les particules de minerai sont solubilisées et déposées sous forme de dépôt infiniment mince sur plaque de nickel par une des méthodes classiques. On utilise un photomultiplicateur EMI type 6099 (VX 5046) à photocathode de 12 cm de diamètre.

A. Clavier [2] a montré l'intérêt que présente, pour ce type de mesure, l'alimentation du photomultiplicateur sous tension relativement basse (900 volts). Dans ces conditions, le mouvement propre est d'environ une impulsion par minute.

L'écran fluorescent est réalisé en dispersant du sulfure de zinc activé à l'argent (poudre Massiot G. 86) dans du polystyrène que l'on étend sur un support mince de triacétate de cellulose. On détermine avec le plus de précision possible la valeur de λ pour l'écran fluorescent utilisé en employant la technique de J. P. Anthony [1].

IV. **Application au dosage de l'uranium, du radium, du thorium et de l'actinium dans une particule de minerai.** — *a*) Établissement des tables donnant la valeur de T en fonction de la distance d de la source a l'écran fluorescent pour les différents radioéléments naturels :

Pour chaque radioélément et pour plusieurs valeurs de d on calcule la valeur de T en utilisant la relation (1) établie plus haut :

$$T = \frac{2 \text{ Arc cos } \frac{d}{P}}{\pi} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda \bar{R}}}{1 - e^{-\lambda P}}.$$

On reporte les valeurs obtenues dans les tableaux correspondants I, II et III. On peut ainsi tracer point par point, pour les radioéléments suivants :

UI, UII, Io, Ra en équilibre radioactif (sans Rn...),
UI .... en équilibre avec tous ses descendants,
Ra .... en équilibre avec tous ses descendants,
Th .... en équilibre avec tous ses descendants,
UAc .... en équilibre avec tous ses descendants,

les courbes donnant le comptage que l'on doit théoriquement obtenir lorsque l'écran fluorescent est à une distance d de la source si l'on affecte du coefficient 100 le comptage obtenu lorsque l'écran fluorescent est au contact de la source.

A titre indicatif, on a reporté sur la figure 2 ces différentes courbes pour l'écran ayant $\frac{1}{\lambda} = 0{,}66$ cm d'air équivalent utilisé par Anthony.

b) Technique opératoire. — On dose le radium et le thorium en suivant, après chauffage, la recroissance des dépôts actifs. L'uranium et l'actinium sont dosés par étude de l'énergie du rayonnement α émis.

Tous les corps du dépôt actif sont volatils. Dans l'ordre décroissant, les corps isotopes du polonium et les corps C″ sont les plus volatils ; viennent ensuite les corps C et E, enfin les corps B et D. On met donc dans un four à 800 °C les produits actifs sous forme de dépôt d'épaisseur infiniment mince. Les plaques sont maintenues au four

TABLEAU I

Écran en cm équivalent d'air	U*I*	U*II*	Io	Ra	Rn	Ra*A*	Ra*C'*	Po	U*I*+U*II*+Io+Ra en équilibre Avec Rn	U*I*+U*II*+Io+Ra en équilibre Sans Rn	Ra en équilibre avec Rn	Ra Sans Rn
0,5	83,5	87,6	86,8	88,5	91,5	93	95,5	91,1	89,7	86,6	91,9	88,5
1	65,1	74,3	72,2	75,6	81,9	85,5	91	80,5	78,3	71,8	82,9	75,6
1,5	45,6	58,9	57,1	60,9	72,2	77,5	86	69,2	65,9	55,8	73,2	60,9
2	23	41,7	38,5	44,2	60,0	68,7	81,5	50,0	51,0	36,8	60,9	44,2
2,5	3,4	22,7	19,0	25,6	46,6	57,9	76,5	32,2	35,5	17,7	47,8	25,6
3	0	5,2	2,2	7,6	31,2	45,7	70,8	20,0	21,0	3,8	31,4	7,6
3,5	0	0	0	0	14,3	32,2	64,9	8,0	14,9	0	22,4	0
4	0	0	0	0	0,5	16,6	58,5	0	9,5	0	15,1	0
4,5	0	0	0	0	0	2,6	50,6	0	6,7	0	10,6	0
5	0	0	0	0	0	0	41,9	0	5,2	0	8,4	0
5,5	0	0	0	0	0	0	32,2	0	3,9	0	6,4	0
6	0	0	0	0	0	0	19,9	0	2,5	0	4	0
6,5	0	0	0	0	0	0	8,1	0	1,0	0	1,6	0
7	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

TABLEAU II

Écran en cm équivalent d'air	Th	RTh	Th*X*	Tn	Th*A*	35 % Th*C*	65 % Th*C'*	Rendement *T* pour le Th en équilibre avec ses descendants
0,5	82,6	91,0	92,2	93,4	94,5	32,5	62,5	91,5
1	63,9	81,9	83,2	86,8	88,4	30,1	60,1	82,4
1,5	43,3	71,4	74,0	79,3	82,7	27,6	57,7	72,7
2	20,4	58,9	63,5	71,4	75,9	24,2	55,2	61,6
2,5	0,2	45,5	51,0	62,5	68,9	20,7	52,6	50,2
3	0	29,0	37,7	51,9	61,0	16,6	50,1	41,0
3,5	0	12,5	16,8	40,5	51,3	12,0	47,5	30,1
4	0	0	5,9	26,7	41,0	6,8	44,7	20,8
4,5	0	0	0	11,7	28,4	1,6	42,1	14,0
5	0	0	0	0	14,7	0	36,5	8,5
5,5	0	0	0	0	2,3	0	34,8	6,8
6	0	0	0	0	0	0	30,8	5,1
6,5	0	0	0	0	0	0	25,8	4,3
7	0	0	0	0	0	0	20,8	3,5
7,5	0	0	0	0	0	0	14,0	2,3
8	0	0	0	0	0	0	6,7	1,1
8,5	0	0	0	0	0	0	0,4	0,1

TABLEAU III

Écran en cm équivalent d'air	UAc	Pa	RAc	Ac*X*	An	Ac*A*	Ac*C*	Rendement *T* pour l'Ac en équilibre avec ses descendants
0,5	85,4	89,4	93,3	92,6	94,4	95,1	95,2	92,2
1	68,0	77,6	86,3	83,6	88,6	90,1	90,2	83,5
1,5	50,4	64,2	78,6	74,4	82,8	85,1	85,2	74,4
2	28,4	49,9	70,0	64,0	76,5	79,9	80,1	64,1
2,5	8,8	32,4	59,7	52,0	69,3	73,9	74,4	52,9
3	0	14,2	18,3	38,7	61,6	67,8	68,4	42,7
3,5	0	0,1	34,4	22,5	52,1	61,2	62,0	33,2
4	0	0	19,0	6,4	41,4	53,5	54,6	25,0
4,5	0	0	3,7	0	32,5	44,2	45,6	18,0
5	0	0	0	0	16,5	34,4	36,2	12,4
5,5	0	0	0	0	3,3	21,9	24,2	7,1
6	0	0	0	0	0	8,9	12,6	3,7
6,5	0	0	0	0	0	0	0,6	0,1
7	0	0	0	0	0	0	0	0

pendant deux heures, afin que la quantité de radium B éventuellement non volatilisée ait décru dans une proportion telle qu'elle ne soit plus gênante pour les mesures à effectuer. Immédiatement après, on étudie, à l'aide du photomultiplicateur, la recroissance du dépôt actif en interposant, entre la source et la matière fluorescente, un écran équivalent à 3,5 cm d'air TPN (Température et pression normales). Cet écran a été choisi de telle sorte que le rayonnement α dû au radium et à l'uranium, dont on a extrait le radon, soit totalement absorbé (cf. *fig.* 2).

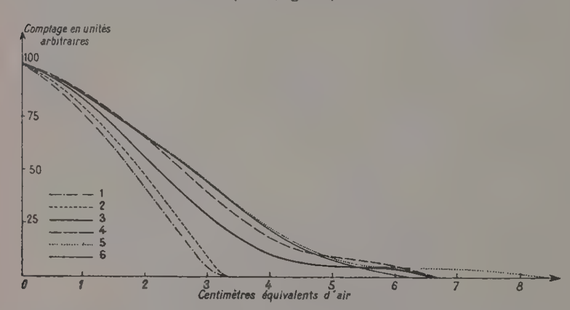


FIG. 2. — Courbes d'absorption des particules α émises par l'uranium, le radium, le thorium et l'actinium, compte tenu du rendement de l'écran fluorescent $\frac{1}{\lambda} = 0{,}66$ cm éq. d'air.

Nature de la source :

1. Uranium sans radon.
2. Radium sans radon.
3. Uranium en équilibre avec ses descendants.
4. Radium en équilibre avec ses descendants.
5. Thorium en équilibre avec ses descendants.
6. Actinium en équilibre avec ses descendants

Si l'échantillon ne contient pas de thorium, la courbe des comptages obtenus en fonction du temps est du type de la courbe tracée en pointillé (*fig.* 3). Si l'échantillon contient du thorium, la courbe obtenue présente une concavité plus forte dans les premiers jours de l'expérience et est du type de la courbe tracée en trait plein (*fig.* 3).

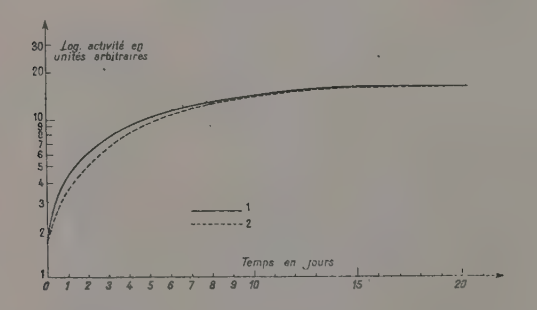


FIG. 3. — Courbes de recroissance des dépôts actifs. ——— Courbe expérimentale obtenue à partir d'un échantillon actif étudié.
— — — — Courbe théorique de recroissance du radon dans le radium.

La méthode générale consiste à établir l'influence du radon et celle du thoron dans la recroissance de l'activité observée.

Dosage du radium par le radon. — La croissance du radon dans le radium est proportionnelle à :

$$1 - e^{-\frac{t \operatorname{Log} 2}{T}}$$

T étant la période de 3,8 jours du radon, et t le temps écoulé depuis la sortie de l'échantillon du four.

Pour $t = T$ on a la moitié de la quantité du radon obtenu pour t infini. La seconde moitié apparaît donc entre ($t = T$ et $t \to \infty$). C'est dans ce dernier intervalle de temps ($t = T$, $t \to \infty$) que l'on détermine l'influence du radon.

On considère que l'évolution du dépôt actif du thorium est terminée au bout de trois jours, la période du thorium B, la plus longue, étant de 10,6 heures. A partir du 4e jour, la croissance de l'activité est donc uniquement due à la formation du radon dans le radium.

Au bout d'un certain temps l'équilibre radioactif s'établit et l'activité tend vers une limite Y_∞ qui correspond à l'équilibre du radon dans le radium.

On cherche la différence de cote ($Y_\infty - Y_{3,8\,j}$) entre l'asymptote horizontale et le point $t = 3{,}8$ jours (*fig.* 4).

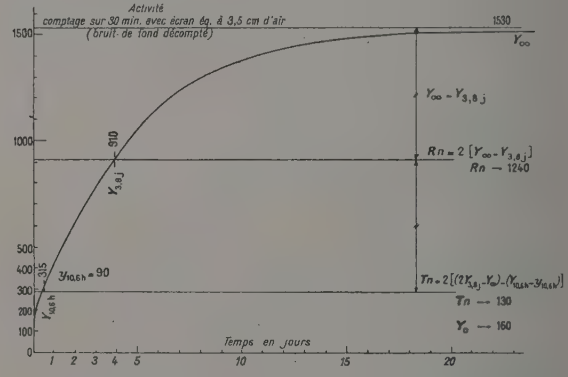


FIG. 4. — Courbe de recroissance des dépôts actifs d'un échantillon déposé sur nickel.

Le double de cette valeur donne donc le rayonnement dû au radon et à son dépôt actif à travers l'écran considéré et à l'état d'équilibre avec le radium présent.

La valeur $Y_{3,8\,j}$ est prise sur la courbe expérimentale et la valeur Y_∞ est déterminée en comparant la courbe expérimentale à la courbe théorique de croissance du radon dans le radium. On opère de la façon suivante : On construit la courbe théorique de croissance du radon dans le radium en coordonnées arithmétiques de telle sorte que la

croissance totale du comptage soit voisine de $2(Y_\infty - Y_{3,8\,j})$ estimée sur la courbe expérimentale. On évite ainsi une dilatation de l'échelle des ordonnées correspondant à l'introduction d'un coefficient de multiplication trop important de la croissance totale de l'activité. On superpose par transparence et pour $t > 4$ jours, la courbe expérimentale construite avec les mêmes coordonnées et la courbe théorique dont l'asymptote horizontale est connue mathématiquement.

On obtient ainsi, après correction de l'effet de l'écran équivalent à 3,5 cm d'air, le dosage du radium par le radon.

Dosage du thorium par le thorium B. — Il reste à évaluer l'influence du thoron dans la recroissance de l'activité observée. On retranche l'influence, maintenant connue, du radon et l'on applique le même raisonnement au thoron. On considère encore que la loi de recroissance du thorium B et de ses descendants dans la thorium est proportionnelle à :

$$1 - e^{-\frac{t \operatorname{Log} 2}{T}}$$

T étant cette fois la période de 10,6 heures du thorium B.

L'activité totale pour $t \to \infty$ est, lorsque l'on a retranché l'influence du radon :

$$Y_\infty - 2(Y_\infty - Y_{3,8\text{ jours}}) = 2\,Y_{3,8\text{ jours}} - Y_\infty. \quad (2)$$

— L'activité pour $t = 10{,}6$ heures, influence du radon retranchée, est :

$$Y_{10,6\text{ heures}} - y_{10,6\text{ heures}} \quad (3)$$

où $y_{10,6\text{ heures}}$ est l'influence du radon pour $t = 10{,}6$ heures.

Cette valeur est donnée par les tables lorsque l'on connaît l'activité y_∞ due au radon pour $t \to \infty$. On applique maintenant le raisonnement fait plus haut : La fraction du comptage due au thorium B et à ses descendants est pour $t \to \infty$ le double de la recroissance observée dans l'intervalle de temps ($t = 10{,}6$ h ; $t \to \infty$) en ayant soin de retrancher l'influence du radon. On obtient ainsi, en tenant compte des expressions (2) et (3) la croissance totale du thorium B et de ses descendants.

$$2\,[(2\,Y_{3,8\,j} - Y_\infty) - (Y_{10,6\text{ heures}} - y_{10,6\text{ heures}})].$$

On admet que, pour un minerai, le thorium est automatiquement en équilibre avec tous ses descendants dont les périodes sont inférieures à 10 ans. On peut ainsi, après correction de l'effet de l'écran équivalent à 3,5 cm d'air, doser le thorium par le thorium B.

Dosage de l'actinium. — Le dosage des corps de la famille de l'actinium n'est plus possible par la méthode de recroissance du dépôt actif.

De longs comptages sont en effet nécessaires (1 heure environ pour des activités faibles) et il est impossible de suivre la recroissance de l'activité des éléments volatils de l'actinium dont les périodes sont courtes.

On remédie à cet inconvénient en utilisant l'activité initiale de Y_0. Cette valeur Y_0 ne peut être que très approximativement déterminée sur la courbe expérimentale. La pente de cette courbe est, en effet, extrêmement élevée au voisinage de l'origine des temps.

On adopte donc pour Y_0 la valeur calculée en soustrayant de Y_∞ l'influence du radon et du thoron pour $t \to \infty$.

On considérera que l'activité initiale Y_0 enregistrée à travers un écran équivalent à 3,5 cm d'air est due aux corps :

$$\left\{\begin{array}{l} \text{RTh} \\ \text{Th}X \\ \text{Tn} \\ \text{Th}A \end{array}\right. \quad \begin{array}{l} \\ \\ \text{et} \\ \text{et} \end{array} \quad \left\{\begin{array}{l} \text{RAc} \\ \text{Ac}X \\ \text{An} \\ \text{Ac}A \\ \text{Ac}C \\ \text{Ac}C' \end{array}\right.$$

Les corps de la première colonne appartiennent à la famille du thorium qui a été dosé précédemment. Les corps de la seconde colonne appartiennent à la famille de l'actinium et sont, dans un minerai, automatiquement en équilibre avec l'actinium.

En soustrayant de Y_0 l'influence connue des corps de la première colonne, on obtiendra un dosage de l'actinium présent dans le minerai.

Dosage de l'uranium. — Les mesures utilisées précédemment sont effectuées en interposant entre la source et l'écran fluorescent un écran équivalent à 3,5 cm d'air TPN.

Les rayonnements α émis par les radioéléments suivants :

$$\left\{\begin{array}{l} \text{U}I \\ \text{U}II \\ \text{Io} \\ \underline{\text{Ra}} \end{array}\right. \quad \left\{\underline{\text{Th}}\right. \quad \left\{\begin{array}{l} \text{AcU} \\ \text{Pa} \\ \underline{\text{Ac}} \end{array}\right.$$

sont donc totalement arrêtés par l'écran.

Les corps soulignés ont été dosés précédemment, leurs influences et celles de leurs descendants sont donc connues.

En se reportant aux courbes correspondant à celles de la figure 2 construites pour l'écran utilisé, on établit la participation n du radium, du thorium et de l'actinium en équilibre avec leurs descendants au comptage effectué lorsque la source est au contact de la matière fluorescente ($d = 0$). Si N est le comptage total obtenu dans ces conditions, la participation des corps UI, UII, Io et AcU, Pa est $N - n$.

L'influence de ces radioéléments sera établie globalement par plusieurs comptages avec interposition d'écrans de différentes épaisseurs. Les erreurs expérimentales ne permettent pas de doser

séparément les groupes UI, UII, Io et AcU, Pa. Toutefois, on constate souvent, à partir des dosages précédents, que l'influence d'une des deux familles U ou AcU est faible vis-à-vis de l'autre. On peut alors supposer en première approximation que la première famille est en équilibre radioactif avec son descendant dosé précédemment, et le dosage de l'autre groupe est alors possible. Ceci peut être fait, par exemple, pour des minerais d'uranium contenant peu d'actinium.

Remarque. — L'étude de la recroissance des dépôts actifs a été exposée avec interposition d'un écran arrêtant une partie du rayonnement entre la source et l'écran fluorescent. Cette étude peut être menée par contact direct de la source avec l'écran fluorescent ; toutefois, dans ce cas, on introduit les fluctuations statistiques dues aux rayonnements des corps à vie longue non volatilisables. Un minerai contenant peu de thorium et d'actinium pourra, par exemple, être étudié avec l'écran fluorescent au contact de la source ; un minerai de thorium sera, au contraire, étudié avec un écran arrêtant le rayonnement des corps à vie longue.

V. **Exemples d'application.** — Parmi les études que l'on peut traiter par cette méthode figure le dosage du radium et de l'uranium dans des traces de substances radioactives concentrées en laboratoire.

A titre d'indication, nous donnons dans le tableau IV les résultats numériques obtenus sur trois mélanges d'uranium, de radium et de thorium. On a reporté dans une des colonnes le rapport du nombre d'atomes d'UX_1, au nombre d'atomes de radium, pour les comparer au résultat obtenu par J. Pouradier sur un mélange similaire par séparation chimique des radioéléments.

Conclusion. — Cette méthode d'analyse apporte, dans de nombreux cas, des renseignements précieux. Une préparation relativement longue est nécessaire, mais le montage, une fois mis au point, peut servir en routine et l'emploi en est alors simple.

La sensibilité de dosage permet de mettre en évidence l'influence des diverses familles radioactives sur une particule de minerai dont l'activité est d'une désintégration par seconde. La limite de sensibilité de la méthode, dans le cas du radium, est d'environ 10^{-12} g de Ra.

Pour notre part, nous avons utilisé cette méthode d'analyse avec succès dans des cas où les autres méthodes se sont révélées d'un emploi extrêmement délicat.

APPENDICE

Réalisation de l'écran fluorescent. — Les écrans fluorescents sont réalisés en dissolvant deux grammes de polystyrène dans 20 cm³ de benzène. On disperse deux grammes de sulfure de zinc (poudre Massiot G. 86) dans cette solution et l'on couche sur support mince (20 μ environ) de triacétate de cellulose.

A titre indicatif, l'épaisseur du couchage est optimum lorsque l'on peut lire un texte tapé à la machine à travers l'écran situé à un demi-centimètre du texte, la lecture devenant impossible à un centimètre de la feuille.

Disposition de l'écran. — La face substratée de l'écran fluorescent sera disposée du côté de la source radioactive pour éviter l'absorption du rayonnement α par le support.

Manuscrit reçu le 15 mai 1956.

TABLEAU IV

	Rayonnement du au thorium en équilibre avec ses descendants	Rayonnement du à (U, UX ... Io)	Rayonnement du à (Ra, RaA ... RaD)	Nombre d'atomes $\frac{UX_1}{Ra}$	Masse de ^{226}Ra	Masse de ^{238}U	Masse de ^{234}Th
	Sur une face et sans écran, en coups/h				En grammes		
Échantillon 1	1 160	730	6 210	$6,5 \times 10^{-6}$	2.10^{-11}	10^{-5}	3.10^{-5}
Échantillon 2	2 000	2 730	26 670	$5,65 \times 10^{-6}$	10^{-10}	4.10^{-5}	5.10^{-5}
Échantillon 3	120	264	1 336	$6,9 \times 10^{-6}$	5.10^{-12}	4.10^{-6}	3.10^{-6}
Valeur obtenue par séparation chimique				$6,46 \times 10^{-6}$			

Ces valeurs indiquent un ordre de grandeur des activités que l'on peut aisément étudier en routine.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Anthony (J. P.), *J. Physique Rad.*, mars 1955, **3**, 185.

[2] Clavier (A.), Non publié.

SUPPLÉMENT AU N° 11
TOME 17, NOVEMBRE 1956, PAGE 143 A

MESURES PHOTOÉLECTRIQUES DE FAIBLES BIRÉFRINGENCES ET DE TRÈS PETITS POUVOIRS ROTATOIRES

Par J. BADOZ,
École Supérieure de Physique et Chimie, 10 rue Vauquelin, Paris.

Sommaire. — La sensibilité d'une méthode de mesure photoélectrique est généralement plus grande que celle des méthodes visuelles classiques, pour la détermination de très faibles biréfringences ou de très petites rotations de la direction d'une vibration lumineuse.

Les méthodes de détection linéaire (courant photoélectrique proportionnel à l'intensité du phénomène étudié) sont plus sensibles que les méthodes de détection quadratique.

Les facteurs expérimentaux qui conditionnent l'obtention de grandes sensibilités sont énumérés et les différentes applications possibles passées en revue. L'ordre de grandeur des plus petits phénomènes que l'on puisse espérer déceler est déterminé.

1. Introduction. — L'étude des effets Kerr, Cotton-Mouton, de biréfringences d'écoulement ou acoustique peut nécessiter la mesure de faibles différences de marche (de l'ordre du 1/1 000 de longueur d'onde ou moins).

La mesure de faibles pouvoirs rotatoires peut imposer la détection de rotations de la direction d'une vibration très inférieure à une minute.

De nombreux auteurs [1 à 11] ont utilisé, dans ce but, des méthodes de mesures photoélectriques car l'emploi d'une cellule photoélectrique présente certains avantages sur les méthodes visuelles classiques : les études de dispersion sont plus aisées et la sensibilité obtenue est souvent meilleure.

Nous nous proposons de comparer les sensibilités des méthodes de mesure photoélectriques et visuelles de faibles biréfringences ou de petits pouvoirs rotatoires et de déterminer les facteurs expérimentaux ou instrumentaux qui commandent l'obtention d'une grande sensibilité.

2. Les différentes méthodes de mesures photoélectriques.

2.1. Montages généraux. — La mesure de la quantité de lumière restituée par un phénomène, biréfringence ou pouvoir rotatoire, produit entre polariseurs croisés, est une mesure de l'intensité de ce phénomène.

Un montage réalisé dans ce but comprend (*fig.* 1) :

FIG. 1. — S : source.
P_1 et P_2 : polariseurs.
M : monochromateur ou filtre.
C : photocellule à multiplicateurs d'électrons.

— une source de lumière S, suivie par un dispositif M qui donne des rayons lumineux parallèles et monochromatiques ;

— deux polariseurs croisés P_1 et P_2 qui reçoivent le faisceau lumineux ;

— enfin une cellule photoélectrique C sur laquelle la lumière restituée est focalisée par L.

Le phénomène étudié P est produit en Ph entre les polariseurs.

Le courant photoélectrique proportionnel au flux lumineux arrivant sur la cellule est mesuré (galvanomètre sensible ou amplificateur).

Soit φ_0 le flux lumineux qui arriverait sur la cellule, en l'absence de phénomène, les *polariseurs étant parallèles.*

Soit φ le flux lumineux arrivant sur la cellule lorsque les *polariseurs* sont *croisés* aussi parfaitement que possible, en présence ou non de phénomène.

Le flux φ est composé de deux termes :

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 ;$$

le flux φ_1 qui, en l'absence de phénomène, traverse le système et qui est dû à l'imperfection des polariseurs ou à la dépolarisation de la lumière par les substances étudiées. φ_1 est donc de la forme

$$\varphi_1 = k_i \varphi_0$$

où k_i caractérise l'imperfection du montage optique (polariseurs, substance non optiquement vide). k_i dépend de la longueur d'onde λ de la lumière utilisée.

Le second terme φ_2 est dû au phénomène P :

$$\varphi_2 = k_P \varphi_0 P^2.$$

Pour une biréfringence ou un pouvoir rotatoire introduit entre polariseurs croisés, le flux lumineux restitué est en effet toujours proportionnel au carré de l'intensité du phénomène. k_P est un coefficient qui ne dépend que de la nature du phénomène considéré ($k_P = \pi^2$ lorsque P est une différence de marche due à une biréfringence, $k_P = 1$ lorsque P est un angle de rotation d'un plan de polarisation) on peut écrire

$$\varphi = k_P \varphi_0 P^2 + k_i \varphi_0. \quad (1)$$

La même relation subsiste entre les courants photoélectriques issus de la cellule :

$$I = k_i I_0 + k_P I_0 P^2 + I_{obs} \quad (2)$$

mais le courant I comprend alors un terme supplémentaire : le courant d'obscurité I_{obs} de la cellule (I_0 est le courant photoélectrique auquel φ_0 donnerait naissance).

2.2. Détection quadratique, principe sensibilité. — La variation du courant photoélectrique sera proportionnelle au *carré* de la grandeur étudiée P si I_0 et I_{obs} restent constants (2). La détection du phénomène est donc *quadratique*.

La limite de la sensibilité de la méthode sera atteinte lorsque la plus petite variation de courant photoélectrique I, due à un phénomène P sera de l'ordre de grandeur des fluctuations accidentelles de ce courant.

Si l'on peut éliminer toutes les causes parasites de fluctuations (variation de la luminance de la source, dépolarisation variable par les poussières en suspension dans les liquides étudiés, etc...) les fluctuations du courant de la cellule sont dues à l'effet Schottky [12] et l'on peut écrire

$$\overline{i_f^2} = k_B I \Delta f \quad (3)$$

où i_f est l'amplitude instantanée des fluctuations du courant photoélectrique I, et Δf la bande passante du dispositif de mesure du courant.

Il faut remarquer [12] que cette expression du bruit de la cellule implique l'emploi d'une cellule à *photomultiplicateurs* couplée avec un galvanomètre assez sensible ou avec un amplificateur (i_f et I sont alors considérés à la *sortie* du photomultiplicateur).

k_B a alors pour expression [12]

$$k_B = 2eM$$

où e est la charge de l'électron et M le facteur de multiplication (ou gain) de la cellule.

Soit P_m le phénomène pour lequel le signal

$$I_{Pm} = k_P I_0 P_m^2 \quad \text{(cf. 2)}$$

est de l'ordre de grandeur du bruit. On a

$$I_{Pm} \simeq \sqrt{\overline{i_f^2}}$$

soit

$$k_P I_0 P_m^2 = \sqrt{k_B I \Delta f}.$$

Le plus petit phénomène ainsi observable sera

$$P_m = (k_B I \Delta f / k_P^2 I_0^2)^{1/4}.$$

Pratiquement le terme $k_i I_0$ est prépondérant dans l'expression (2) du courant photoélectrique total I. En effet pour une cellule bien choisie le courant d'obscurité est toujours très inférieur au courant dû à l'imperfection du système polarisant ($k_i I_0$). Il en est de même du terme $k_P I_0 P^2$ puisque P est très petit (nous cherchons la limite de sensibilité de la méthode).

P_m aura donc pour expression :

$$\boxed{P_m = \left(\frac{k_B k_i \Delta f}{k_P^2 I_0}\right)^{1/4}.} \quad (4)$$

2.3. Détection linéaire : principe, sensibilité [4]. — Si, dans l'expression du courant photoélectrique dû au phénomène (2),

$$I_P = k_P . I_0 . P^2$$

on remplace P par $P = P_0 + p$ où p est le phénomène mesuré (par exemple une différence de marche) et P_0 un phénomène de même nature (une différence de marche également), fixe et grand par rapport à p, on obtient :

$$I_P = k_P I_0 (P_0^2 + 2pP_0 + p^2).$$

Le courant photoélectrique total a pour expression

$$I = k_i I_0 + k_P I_0 (P_0^2 + 2pP_0 + p^2) + I_{obs}. \quad (5)$$

Le bruit de la photocellule est toujours dans les mêmes conditions qu'en 2.2.

$$\overline{i_f^2} = k_B I \Delta f.$$

Le terme $2 . k_P . I_0 . P_0 . p$ du courant photoélectrique I, varie linéairement avec p. Si l'on ne porte son attention que sur les variations du courant photoélectrique avec le phénomène étudié on aura une *détection linéaire* à condition de pouvoir négliger p^2 devant $p . P_0$. Ce sera le cas lorsque, par exemple $P_0 \geqslant 100\ p$.

La sensibilité ultime sera atteinte lorsque le signal $I p_m = 2 k_P . I_0 . P_0 . p_m$ sera de l'ordre de grandeur du bruit de fond $\sqrt{\overline{i_f^2}}$.

On a alors

$$p_m = (k_B I \Delta f / 4 k_P^2 I_0^2 P_0^2)^{1/2}.$$

Pour une cellule convenablement choisie I_{obs} est toujours négligeable devant les autres termes ; P_0 étant grand devant p, les termes p^2 et $2pP_0$ sont négligeables devant P_0^2. L'expression à retenir pour I figurant dans la formule donnant p_m est donc

$$I \simeq k_P I_0 P_0^2 + k_i I_0.$$

Deux cas sont alors à considérer.

2.3.1. Si la quantité de lumière dépolarisée est très importante (polariseurs très imparfaits ou substance étudiée très diffusante)

$$k_i I_0 \gg k_P I_0 P_0^2$$

ce qui implique $P_0 < P_0$(critique) tel que $k_i I_0 = k_P . I_0 . P_0^2$(critique) soit

$$P_0(\text{critique}) = (k_i / k_P)^{1/2}$$

on peut alors écrire, en ne conservant pour I que $k_i I_0$

$$p_m = \frac{1}{2 P_0} (k_B k_i \Delta f / k_P^2 I_0)^{1/2}$$

et si l'on prend pour P_0 la valeur $\frac{1}{3}.P_0$(critique)

$$p_m = \frac{3}{2}(k_B\,\Delta f/k_P.I_0)^{1/2}. \qquad (6)$$

2.3.2. Mais pratiquement P_0 sera souvent assez grand pour que $k_i\,I_0$ soit négligeable devant $k_P.I_0\,P_0^2$ il suffira que $P_0 \geqslant 3P_0$ (critique) le plus petit phénomène observable est alors

$$p_m = \frac{1}{2}(k_B.\Delta f/k_P.I_0)^{1/2}. \qquad (7)$$

3. Applications numériques.

31. **Description d'un montage expérimental.** — Afin de fixer les ordres de grandeur des seuils précédemment calculés, nous avons déterminé expérimentalement l'importance des différents facteurs intervenant dans les formules (4), (6) et (7). Nous avons aussi pu vérifier la validité des hypothèses avancées pour négliger certains termes.

Nous avons utilisé un montage réalisé pour l'étude de la biréfringence acoustique [9].

Il comprend une source à vapeur de mercure de 80 Watts (luminance 600 Stilbs environ) un monochromateur type Bruhat qui fournit un faisceau de rayons parallèles et monochromatiques (diamètre du faisceau 4 mm, diamètre angulaire de la source après le monochromateur 0,27°). Les polariseurs croisés sont deux prismes de glazebrook de 10 mm de côté. La lumière est envoyée sur la photocathode d'une cellule 1P 21 RCA alimentée sous 900 volts. Un galvanomètre sensible ou un amplificateur suit pour lesquels $\Delta f < 1$ Hz.

Dans ces conditions et pour la raie verte du mercure ($\lambda = 5\,461$ Å) :

I_{obsc} est de l'ordre de 3.10^{-9} ampère.

$k_i\,I_0$ est de l'ordre de 16.10^{-9} ampère.

I_0 est égal à $3{,}1.10^{-3}$ ampère.

k_i est alors égal à $5{,}3.10^{-6}$.

M le gain du photomultiplicateur étant de l'ordre de 4.10^5.

$k_B = 2eM = 1{,}28\;10^{-13}$ (M. K. S. A.).

3.2. **Sensibilités obtenues avec ce montage.** — 3.2.1. Détection quadratique.

— Cas d'une biréfringence : $k_P = \pi^2 \simeq 10$, P est alors une différence de marche

$$P = \Delta = x\left(\frac{n_e - n_0}{\lambda}\right)$$

où $n_e - n_0$ est la biréfringence de la substance étudiée, x l'épaisseur de substance traversée par la lumière de longueur d'onde λ. La formule (4) permet de calculer

$$\Delta_m = P_m = (k_B.k_i.\Delta f/k_P^2.I_0)^{1/4}$$

$$\Delta_m = 3{,}8.10^{-5}\;\lambda.$$

— Cas d'un pouvoir rotatoire : $k_P = 1$, P est un angle en radians $= \alpha$

$$P_m = \alpha_m = 1{,}4.10^{-4}\text{ radians} = 0{,}41\text{ minute.}$$

322. Détection linéaire. — Déterminons d'abord la valeur de :

P_0 (critique) $= (k_i/k_P)^{1/2}$ (cf. § 2.2.1).

P_0 (critique) $= 7\;10^{-4}\;\lambda$ pour une différence de marche.

$= 2{,}2\;10^{-3}$ rad. pour un pouvoir rotatoire.

Lorsque $P_0 > P_0$ (critique) nous appliquons la formule (7) ; la plus petite différence de marche observable est alors

$$p_m = \delta_m = 10^{-6}\;\lambda$$

et le plus petit pouvoir rotatoire décelable

$$p_m = \alpha_m = 3{,}2.10^{-6}\text{ rad} = 0{,}66''$$

lorsque $P_0 < P_0$ (critique) les plus petits phénomènes observables sont alors trois fois plus élevés que les précédents (formule 6).

3.2.3. Avec l'appareil décrit, les plus petits phénomènes décelables sont donc :

Pour une différence de marche due à une biréfringence : $4.10^{-5}.\lambda$ lorsqu'on utilise une détection quadratique et $10^{-6}\;\lambda$ lorsqu'on utilise une détection linéaire [$P_0 \sim 3P_0$ (critique)].

Pour un pouvoir rotatoire $0{,}41'$ avec une détection quadratique et $0{,}66''$ avec une détection linéaire.

Rappelons que par une méthode visuelle il devient délicat de pointer l'azimut d'une vibration à beaucoup mieux que 1/100 de degré soit environ 36″, ce qui correspond à une différence de marche de $5{,}4\;10^{-5}\;\lambda$ (biréfringence).

33. **Améliorations du montage décrit, conséquences sur la sensibilité.** — Les formules établies précédemment et qui permettent le calcul des plus petits phénomènes décelables sont :

$$P_m = \left(\frac{k_B.k_i.\Delta f}{k_P^2.I_0}\right)^{1/4} \quad \text{(détection quadratique)} \qquad (4)$$

$$p_m = \frac{3}{2}(k_B.\Delta f/k_P.I_0)^{1/2} \qquad (6)$$

(détection linéaire ; $P_0 \sim P_0$ (critique) /3)

$$p_m = \frac{1}{2}(k_B.\Delta f/k_P.I_0)^{1/2} \qquad (7)$$

(détection linéaire ; $P_0 \sim 3P_0$ (critique)].

Pour diminuer P_m on a intérêt à diminuer k_i/I_0 et Δf et pour diminuer p_m il faut augmenter I_0 et diminuer Δf.

Si nous faisons croître I_0 le courant photoélectrique parasite $k_i.I_0$ et le courant $I_2 = k_P.P_0^2.I_0$ vont aussi croître. Or le constructeur limite le courant débité, par la cellule RCA IP21, à 10^{-4} ampère.

Ce courant maximum impose une limite à l'accroissement de I_0, donc de la sensibilité.

3.3.1. Nous aurons deux cas a considérer : celui où le courant photoélectrique dû à l'imperfection de la polarisation $k_i I_0$ est prépondérant et celui ou le courant $k_P P_0^2 I_0$ est plus important (détection linéaire et $P_0 \geqslant 3P_0$ (critique).)

3.3.1.1. *$k_i I_0$ est prépondérant.* — Le courant débité par la cellule reste inférieur à 10^{-4} A. Donc $k_i.I_0 \leqslant 10^{-4}$ (8) le plus petit phénomène décelé est alors (détection quadratique)

$$P_m = (k_B.k_i.\Delta f./k_P^2.I_0)^{1/4} = (10^4.k_B.k_i^2.\Delta f/k_P^2)^{1/4} \quad (9)$$

Pour la détection linéaire lorsque

$$P_0 \cong \frac{1}{3} P_0 \text{ (critique)}$$

la condition $k_i.I_0 \leqslant 10^{-4}$ A donne $I_0 \leqslant 10^{-4}/k_i$ qui porté dans (6) conduit à

$$p_m = 3/2(10^4 k_B.k_i.\Delta f/k_P)^{1/2}. \quad (10)$$

3.3.1.2. *$k_P.I_0.P_0^2$ est très supérieur à $k_i.I_0$* (détection linéaire et $P_0 \geqslant 3P_0$ (critique) comme

$$k_P.I_0.P_0^2 < 10^{-4}$$

et que

$$P_0^2 \simeq 10 P_0^2 \text{ (critique)} = 10 k_i/k_P$$

on obtient

$$k_i I_0 < 10^{-5} \quad (8')$$

ce qui donne pour le plus petit phénomène décelable

$$p_m = \frac{1}{2}(k_i.k_B.\Delta f.10^5/k_P)^{1/2}. \quad (11)$$

Remarque. — Cette formule est pratiquement identique à (10).

3.3.2. *Obtention pratique de ces sensibilités.* — Il faut accroître I_0 le plus possible, dans la limite toutefois des inégalités (8), diminuer k_i et Δf.

— I_0 est proportionnel à

$$L_0.\alpha^2.\sigma.S/O_m.O_P$$

L_0 est la luminance de la source.

α est le diamètre angulaire de la source.

σ la sensibilité de la photocathode.

S la section du faisceau de rayons parallèles.

O_m est l'opacité du monochromateur et de toute l'optique (polariseurs exceptés).

O_P est l'opacité des polariseurs supposés parallèles.

L_0 peut être multiplié par 50 si l'on remplace la source actuelle ($L_0 \simeq 600$ stilbs) par une lampe Philips SP 500' ($L_0 = 30\,000$ stilbs)

α^2 peut être facilement multiplié par 4.

La sensibilité de la photocathode de la cellule utilisée est satisfaisante pour une cellule courante.

O_m peut être divisé par 2 si l'on remplace le monochromateur par un filtre.

S peut être quadruplé par rapport à notre montage : Ce diamètre du faisceau, actuellement de 4 mm, peut facilement être doublé puisque nous utilisons des prismes polariseurs de 10 mm de côté.

Si nous conservons les prismes de Glazebrook, O_P est constant et k_i aussi.

Si l'on désire utiliser une surface plus grande il faut remplacer les prismes de glazebrook par des polaroïds qui absorbent davantage la lumière (par exemple 2 fois plus ; O_P est multiplié par 2) et laissent passer davantage de lumière parasite (par exemple 5 fois plus, k_i est multiplié par 5).

Avec des prismes de Glazebrook I_0 peut être multiplié par un facteur égal à

$$50 \times 4 \times 2 \times 4 = 1\,600$$

$k_i.I_0$ serait alors égal à

$$2{,}5\ 10^{-4} > 10^{-4}.$$

Les conditions instrumentales permettent donc d'atteindre la « sensibilité limite » définie en (9), (10), (11).

Si l'on utilise des polaroïds la sensibilité limite sera un peu moins bonne [k_i (polaroïds) $\simeq 5k_i$ (glazebrook)] mais si rien ne limite la section du faisceau on pourra atteindre cette sensibilité sans imposer de conditions particulières aux autres éléments constitutifs du montage. Cherchons par exemple quelle est la section nécessaire pour obtenir la nouvelle sensibilité limite sans utiliser une lampe SP 500 mais en conservant les autres améliorations.

I_0 n'est alors multiplié que par $4 \times 2/2 = 4$. Si S_2 est la nouvelle section du faisceau, S_1 l'ancienne, I_0 sera en définitive multiplié par $4.S_2/S_1$. Les inégalités (8) doivent toujours être satisfaites :

$$k_i I_0 < 10^{-5} \text{ ou } 10^{-4}.$$

Cela conduit à $S_2/S_1 \leqslant 30$ ou 300 pour la détection linéaire ou quadratique, si l'on admet que k_i est 5 fois plus élevé pour des polaroïds que pour des prismes de glazebrook. Les diamètres correspondants de S_2 sont alors 22 et 70 mm.

— Par ailleurs on peut espérer réduire Δf à 1/10 de Hz au lieu de 1 Hz.

Remarque. — La cellule photoélectrique sera choisie en raison de son courant d'obscurité qui devra rester négligeable devant le courant photoélectrique dû à l'imperfection de la polarisation

de la lumière. Cette condition remplie, on aura intérêt à choisir la cellule qui supporte le courant photoélectrique le plus important.

3.3.3. Les plus petits phénomènes que l'on puisse espérer déceler (sensibilité « limite ») sont alors :

— *Détection quadratique :*

différence de marche (biréfringence)

$$P_m = \Delta_m = 2{,}5.10^{-6}\ \lambda$$

rotation (pouvoirs rotatoires)

$$P_m = \alpha_m = 7{,}5.10^{-6}\ \text{rad.} \quad 1{,}55''.$$

— *Détection linéaire :*

différence de marche (biréfringence)

$$p_m = \delta_m = 1{,}3.10^{-8}\ \lambda$$

rotation

$$p_m = \alpha_m = 8{,}7.10^{-3}{}''$$

Rappelons que par une méthode visuelle une rotation de 30″ est assez difficile à apprécier. Cela correspond à une différence de marche due à une biréfringence de $5.10^{-5}\ \lambda$ environ.

3.4. **Mesure du courant photoélectrique.** — Dans les expressions (2) et (5) du courant photoélectrique relatives respectivement aux détections quadratique et linéaire

$$I = \underline{k_P.I_0.P^2} + k_i.I_0 + I_{obs} \qquad (2)$$

$$I = k_P.I_0(P_0^2 + \underline{2.P_0.p} + p^2) + k_i.I_0 + I_{obs} \qquad (5)$$

seuls nous intéressent les termes soulignés :

$$k_P.I_0.P^2 \text{ et } 2.P_0.p.k_P.I_0.$$

On peut dès lors procéder de deux manières :

3.4.1. On peut mesurer le courant total I, avant et après introduction du phénomène, la différence représente le terme cherché. Ce sera le cas lorsque le flux incident étant continu le courant photoélectrique est mesuré à l'aide d'un galvanomètre ou d'un amplificateur à courant continu. La bande passante Δf considérée dans l'expression des sensibilités est alors celle de l'instrument de mesure.

Ce sera aussi le cas lorsque, I_0 étant modulé (par modulation du flux incident), le courant est mesuré à l'aide d'un amplificateur à courant alternatif, accordé sur la fréquence de modulation. La bande passante Δf est alors celle de l'amplificateur qu'il est plus délicat de rendre inférieure à 1 Hz.

3.4.2. On peut ne mesurer que les termes intéressants à condition de moduler le *phénomène lui-même.* Le flux lumineux incident est alors continu. On utilise un amplificateur alternatif sélectif accordé sur la fréquence de modulation. La tension amplifiée est mesurée à l'aide d'un pont à cohérence de phase [9]. On obtient ainsi aisément une bande passante très étroite : celle de l'instrument de mesure utilisé.

3.4.3. La première méthode nécessite en outre une stabilisation beaucoup plus poussée de la source que la seconde ou bien l'emploi d'une méthode d'opposition (double faisceau) pour effectuer les mesures

Considérons en effet les expressions (2) et (5). Lorsque nous mesurons le courant photoélectrique avant et après introduction du phénomène sa variation ne représentera le terme cherché ($k_P.I_0.P^2$ ou $2k_P.I_0.P_0.p$) que si les autres restent constants. Si la luminance de la source varie, le courant photoélectrique varie de dI_1 ou dI_2, avec :

$$dI_1 = k_P.P^2.dI_0 + k_i.dI_0 \simeq k_i.dI_0$$

et

$$dI_2 = k_P(P_0^2 + 2.P_0.p + p^2)dI_0 + k_i.dI_0 \simeq k_P.P_0^2.dI_0.$$

La variation du courant due au phénomène devra satisfaire

$$k_P.P^2.I_0 \geqslant 10.dI_1$$

ou

$$2k_P.P_0.p.I_0 \geqslant 10\ dI_2$$

pour que la sensibilité de la mesure ne soit pas limitée par les fluctuations de la luminance.

Ce qui donne

$$\frac{k_P.P^2}{10.k_i} \geqslant dI_0/I_0 \quad \text{(détection quadratique)}$$

et

$$p/5.P_0 \geqslant dI_0/I_0 \quad \text{(détection linéaire).}$$

Pour atteindre la « sensibilité limite » il faudrait donc que

$$dL_0/L_0 = dI_0/I_0 \leqslant 10^{-6} \quad \text{(détection quadratique)}$$

$$dL_0/L_0 = dI_0/I_0 \leqslant 4.10^{-6} \quad \text{(détection linéaire).}$$

Une telle constance de la luminance paraît difficile à obtenir. Il est alors nécessaire d'utiliser une méthode d'opposition avec un faisceau lumineux de référence.

Lorsque seul le phénomène est modulé, la tension de sortie V, n'est proportionnelle qu'à $k_P.I_0.P^2$ ou $2k_P.I_0.P_0.p$. L'erreur relative de mesure $dP/P = 1/2\ dV/V$ ou $dp/p = dV/V$ due aux fluctuations de la luminance de la source seront égales à $\frac{1}{2}\frac{dL_0}{L_1}$ ou $\frac{dL_0}{L_0}$ car $dV/V = dI_0/I_0 = dL_0/L_0$, or il est aisé de maintenir L_0 constant à 1 % près.

On aura donc intérêt, lorsque ce sera possible, à moduler le phénomène lui-même.

La source n'a pas besoin d'être stabilisée très fortement ; la bande passante ne dépend que de l'instrument de mesure si l'on mesure la tension alternative de sortie avec un pont à cohérence de phase. La bande passante de l'amplificateur utilisé n'a pas besoin d'être très étroite puisqu'il suffit

d'éliminer les harmoniques de la fréquence de modulation. La construction de cet appareil est donc assez facile.

4. Exemples de réalisations possibles.

4.1. **Biréfringences** [6], [7], [8]. — Toutes les études de faibles biréfringences accidentelles pourront donc être menées par une méthode photoélectrique. Une sensibilité notablement supérieure à celle des méthodes visuelles classiques pourra être obtenue. Le montage général sera semblable à celui décrit au paragraphe 21. Le choix des différentes caractéristiques de l'appareil : luminance de la source, section du faisceau, diamètre angulaire de la source, polarisation par glazebrook ou par polaroïds, etc., pourra être fait suivant les considérations développées au paragraphe 3.3.

L'emploi de la détection linéaire chaque fois qu'elle sera possible augmentera notablement la sensibilité. Il suffira dans la plupart des cas de placer en série avec la biréfringence à mesurer une biréfringence fixe ayant les mêmes axes. Une éprouvette de verre bien recuit et tendue donnera commodément des différences de marche P_0 variées.

4.1.1. Effet Kerr [5]. — La grande sensibilité obtenue dans la mesure des différences de marche permet d'utiliser des champs faibles même pour des substances dont la constante de Kerr est très petite.

En effet, pour le sulfure de carbone il suffit d'un champ de 60 V/cm, sur un trajet de 10 cm pour avoir une différence de marche égale à 100 fois la « différence de marche limite » calculée en 333. On pourra aisément moduler une telle tension par une basse fréquence. Pour utiliser une détection linéaire il suffira d'ajouter entre les polariseurs une biréfringence fixe convenable.

4.1.2. Effet Cotton-Mouton. — L'utilisation d'une méthode de mesure photoélectrique permet l'emploi de champs magnétiques relativement faibles ainsi pour le nitrobenzène un champ de 100 œrsted donnera pour un trajet optique de 10 cm une différence de marche supérieure à 100 fois la « différence de marche limite » calculée en 333.

La modulation de champs magnétiques de quelques centaines d'œrsted ne présente aucune difficulté et tous les avantages de la modulation du phénomène lui-même en découlent.

Pour étudier des substances dont la constante de Cotton-Mouton est particulièrement faible, on peut être conduit à utiliser des champs de quelques milliers d'œrsted (par exemple, 3 000 Œ, encore très facile à produire). On ne pourra plus alors moduler profondément le champ magnétique et l'on sera conduit à utiliser un montage optique avec une méthode d'opposition. Rien ne s'oppose d'ailleurs à l'utilisation de la détection linéaire, c'est-à-dire à l'obtention de la sensibilité limite la plus grande.

4.1.3. Biréfringence d'écoulement. — Le phénomène n'est pas modulable directement et un montage à double faisceau est nécessaire pour atteindre la sensibilité limite. Mais la détection linéaire peut être appliquée. La sensibilité peut être très améliorée puisque les différences de marche parmi les plus faibles atteintes actuellement sont de l'ordre de $2.10^{-4}\ \lambda$ (méthodes visuelles).

4.1.4. Phénomènes de photoélasticité. — Ces phénomènes ne peuvent non plus être modulés (du moins sans changer la signification de la mesure) et un montage à double faisceau est nécessaire. La détection linéaire conduit là aussi à l'obtention de très grandes sensibilités. Nous avons vérifié la réalité de la détection linéaire en utilisant comme biréfringence fixe P_0 la biréfringence résiduelle d'une éprouvette.

4.1.5. Biréfringence acoustique [13]. — La propagation d'ultra-sons dans certains liquides produit l'apparition d'une biréfringence. Le phénomène peut être aisément modulé [9] en modulant la haute fréquence appliquée au quartz générateur d'ultrasons. Un montage à déviation (un seul faisceau) sera suffisant avec une source modérément stable, mais on ne peut utiliser une détection linéaire : en effet le courant photoélectrique a pour expression :

$$I = k_P . P^2 . I_0 + k_i . I_0 + I_{obs}. \qquad \text{cf. (5)}$$

Si l'on fait $P = p + P_0$ pour avoir une détection linéaire, il faut remarquer que p est la différence de marche entre le rayon ordinaire et le rayon extraordinaire due à la présence des U. S. Cette différence de marche est de la forme pour un point du champ :

$$p = \delta_{ac} = \delta_0 \cos 2\pi\nu t$$

où ν est la fréquence ultrasonore utilisée. On a alors

$$I = I_0 . k_P (P_0 + \delta_0 \cos 2\pi\nu t)^2 + k_i . I_0 + I_{obs}$$

le terme intéressant pour la détection linéaire étant

$$2 . I_0 . k_P . P_0 . \delta_0 \cos 2\pi\nu t$$

dont on mesure évidemment la moyenne dans le temps. Or cette moyenne est nulle. Il ne peut y avoir de détection linéaire.

Nous avons vérifié que même en présence d'une biréfringence fixe P_0 le courant photoélectrique variait comme le carré de la biréfringence acoustique $p = \delta$.

Pour obtenir une détection linéaire il faudrait superposer non une biréfringence fixe, mais une biréfringence variable avec une fréquence ν' voisine de celle des ultrasons ν. Il apparaît alors dans

l'expression du courant photoélectrique un terme en

$$P_0 . \delta_0 . \cos 2\pi(\nu - \nu')t$$

$\nu - \nu'$ peut être choisi pour donner une moyenne fréquence et être amplifié selon des procédés connus (on a réalisé une détection hétérodyne). La biréfringence modulée annexe peut-être une biréfringence de Kerr.

On est, si non, limité à la détection quadratique, soit à une sensibilité de $0{,}5 . 10^{-4}\ \lambda$ avec le montage décrit (nous obtenons expérimentalement des sensibilités de l'ordre de $10^{-4}\ \lambda$).

Le montage amélioré aurait une sensibilité théorique de $2{,}5 . 10^{-6}\ \lambda$ (sensibilité limite cf. § 3.3.3).

4.2. **Pouvoirs rotatoires.** — Pour mettre en jeu une détection linéaire il suffira de faire tourner le polariseur analyseur d'un angle $\alpha_0 = P_0$.

4.2.1. Effet Faraday. — La grande sensibilité obtenue permet d'étudier les phénomènes avec des champs faibles. On peut alors moduler le champ, donc le phénomène lui-même. Avec un tel système J. Breton [11] a pu mesurer des rotations de quelques centaines de seconde avec une incertitude inférieure à 1/10e de seconde.

4.2.2. Pouvoirs rotatoires naturels [1 à 4], [10]. — Le phénomène ne peut être modulé mais rien ne s'oppose à l'emploi d'une détection linéaire, soit en décalant d'un angle $\alpha_0 = P_0$ le glazebrook analyseur, soit comme J. Bouchard et J. Moret-Bailly en plaçant une lame 1/2 onde entre les glazebrook [10].

Le montage décrit par ces auteurs a des caractéristiques assez voisines de celles indiquées au paragraphe 3.1 (luminance de la source, monochromateur, diamètre angulaire de la source (0,40° au lieu de 0,3°). Seule la section du faisceau est 6 fois plus grande.

La sensibilité que l'on serait en droit d'attendre serait alors : 0,3″ (§ 323).

La sensibilité indiquée est de l'ordre de la seconde ce qui constitue un accord satisfaisant puisque nous calculons toujours des sensibilités théoriques.

5. **Conclusions.** — La mesure photoélectrique du flux lumineux restitué par une substance biréfringente ou douée de pouvoir rotatoire, placée entre polariseurs croisés, permet d'atteindre de très faibles différences de marche ou de très petites rotations du plan de polarisation. Cela sera particulièrement précieux pour l'étude de faibles biréfringences accidentelles (effet Kerr, Cotton-Mouton, bérifringence acoustique) ou de très petits pouvoirs rotatoires.

L'étude de la dispersion de ces phénomènes sera grandement facilitée par l'étendue spectrale de la sensibilité des cellules photoélectriques actuellement sur le marché (du rouge à l'ultra-violet).

Le flux lumineux restitué est proportionnel au carré de l'intensité P du phénomène produit entre polariseurs croisés. C'est la détection quadratique.

Lorsqu'en plus du phénomène étudié p, on ajoute un phénomène de même nature, fixe, et d'intensité élevée P_0, un terme proportionnel au produit $p . P_0$ existe dans le courant photoélectrique : c'est la détection linéaire.

La sensibilité de ces méthodes est limitée par le bruit du fond de la cellule et le courant maximum débité par la cellule. Dans les meilleures conditions elle peut atteindre ;

— dans le cas de la détection quadratique :

$2{,}5\ 10^{-6}\ \lambda$ pour une différence de marche due à la biréfringence,

1,55″ pour une rotation ;

— dans le cas de la détection linéaire :

$1{,}3\ 10^{-8}\ \lambda$ pour une différence de marche

$8{,}7\ 10^{-3}$″ pour une rotation.

Ces résultats représentent, même s'ils ne sont que des valeurs limites, une amélioration considérable sur les méthodes visuelles puisqu'on ne pointe qu'assez difficilement l'azimut d'une vibration à mieux que 1/100 de degré.

Lorsque le phénomène lui-même peut être modulé à basse fréquence le montage est particulièrement simple et ne nécessite pas, pour une précision courante, une méthode d'opposition.

L'obtention des sensibilités élevées considérées précédemment est commandée principalement par la luminance de la source, les caractéristiques du faisceau lumineux (section, diamètre angulaire de la source), la qualité de l'extinction des polariseurs, la qualité de la cellule (sensibilité, courant d'obscurité).

L'amélioration d'un montage se traduit par un gain de sensibilité plus grand dans le cas de la détection linéaire que dans celui de la détection quadratique.

Manuscrit reçu le 16 juillet 1956.

RÉFÉRENCES

[1] Bruhat (G.) et Chatelain (P.), *Rev. Optique*, 1933, **12**, 1.
[2] Bruhat (G.) et Guinier (A.), *Rev. Optique*, 1933, **12**, 396.
[3] Bruhat (G.), *J. Physique Rad.*, 1933, **3**, 71 S.
[4] Lucas (R.), *J. Physique Rad.*, 1933, **3**, 72 S.
[5] Benoit (H.), *Ann. Physique*, 1951, **6**, 561.
[6] Zucker (D.), Foster (J. F.) et Miller (G. H.), *J. Phys. Chem.*, 1952, **56**, 166.
[7] Archard (J. F.), Clegg (P. L.) et Taylor (A. M.), *Proc. Phys. Soc.*, B 1952, **65**, 758.
[8] Rudolph (H.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1955, **45**, 50.
[9] Badoz (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 1062.
[10] Bouchard (J.) et Moret-Bailly (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 1562.
[11] Breton (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **243**, 254.
[12] Lallemand (A.), *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 235.
[13] Lucas (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1938, **206**, 827.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11
TOME 17, NOVEMBRE 1956, PAGE 150 A.

RÉALISATION D'UN DISPOSITIF AUTOMATIQUE DE MICROCALORIMÉTRIE ADIABATIQUE. APPLICATION A LA MESURE DE PÉRIODES RADIOACTIVES ET A LA COMPARAISON DES ÉTALONS DE RADIUM

Par M. LECOIN et J. ROBERT,
Laboratoire Curie, Institut du Radium.

Sommaire. — La méthode de microcalorimétrie adiabatique a été utilisée depuis de nombreuses années, en particulier au Laboratoire Curie, pour l'étude de différents phénomènes liés à la radioactivité. Les perfectionnements que nous avons apportés à cette méthode ont conduit à la réalisation d'un dispositif entièrement automatique qui accroît beaucoup la précision des mesures. Ce dispositif permet des mesures relatives de quantité de chaleur variant dans un rapport considérable. Les résultats expérimentaux obtenus jusqu'ici concernent la mesure de la période du radon et la comparaison des étalons de radium.

Introduction. — L'usage de méthodes calorimétriques de mesures d'énergie remonte aux premiers temps de la radioactivité [1]. De nombreux travaux ont été effectués par calorimétrie, qui ont parfois conduit à des découvertes importantes [2]. Cependant, l'usage de cette méthode ne s'est pas généralisée : de nombreuses difficultés interviennent en effet dans sa réalisation, particulièrement lorsqu'il s'agit de déterminations absolues de quantité de chaleur.

L'un d'entre nous a déjà utilisé pour plusieurs travaux la méthode de microcalorimétrie adiabatique, dont le principe avait été proposé par Swietoslawski et Dorabialska [3], et qui avait été mise en œuvre par plusieurs expérimentateurs [4] au laboratoire Curie. Nous rappellerons ici brièvement le principe de cette méthode :

Les sources radioactives dont on veut mesurer le débit de chaleur sont placées dans un calorimètre hermétiquement clos dans les parois duquel sont absorbés les rayonnements émis. Ce calorimètre, suspendu dans une enceinte métallique par des fils très fins, est en principe isolé au point de vue thermique : les échanges de chaleur sont très petits et deviennent pratiquement nuls lorsque le calorimètre et l'enceinte sont à des températures voisines (quelques millièmes de degré). La manipulation consiste donc essentiellement à suivre du plus près possible l'évolution thermique du calorimètre en annulant constamment la différence de température existant entre l'enceinte et le calorimètre. Dans ce but, l'enceinte est plongée dans un bain d'eau d'une centaine de litres dont la température peut être augmentée progressivement par injections de petites quantités d'eau chaude. Dans ces conditions, l'élévation de température du bain, mesurée par un thermomètre au centième ou au millième de degré, est égale à l'élévation de température du calorimètre.

La différence de température entre le bain et le calorimètre est décelée à chaque instant au moyen d'un couple thermo-électrique en cuivre-constantan relié à un galvanomètre à haute sensibilité permettant d'apprécier 10^{-4} degré. Le déplacement du spot du galvanomètre dans un sens ou dans l'autre indique par conséquent une surchauffe soit du bain, soit du calorimètre : il s'agit de maintenir constamment le spot très près du zéro de l'échelle en agissant sur la température du bain.

Cette méthode est théoriquement la meilleure. Mais la précision des mesures était limitée, jusqu'à maintenant, par le dispositif de compensation de chaleur qui exigeait l'intervention constante d'un opérateur entraîné. La durée des mesures était de ce fait restreinte et la précision était fonction de l'habileté de l'opérateur. Nous nous sommes donc proposés de rendre automatiques toutes les opérations de compensation : nous exposons ici le principe de cette réalisation et un certain nombre d'applications immédiates concernant la détermination des périodes radioactives et la comparaison des étalons de radium.

I. Principe de la méthode.

1. **Description de l'appareillage.** — A. Le calorimètre. — Suivant l'élévation de température que l'on désire obtenir en un temps donné, on est amené à choisir un calorimètre dont le poids peut être compris entre quelques grammes et quelques kilogrammes. Sa forme est généralement un cylindre allongé lorsque les sources sont des ampoules (étalons de radium, sources de radon...) ou un cylindre aplati lorsque les sources ont été obtenues par dépôt d'une substance radioactive sur une feuille métallique (thorium B...). On choisit pour le calorimètre un métal devant répondre à plusieurs conditions :

— La chaleur spécifique doit être faible, de façon à obtenir une élévation de température plus considérable pour une même masse.

— Autant que possible, il doit être chimiquement

inactif dans l'air, ce qui exclut tous les métaux pouvant être le siège de réactions d'oxydation, hydratation, sulfuration, etc... de manière à éviter un échauffement spontané du calorimètre par voie chimique.

Nous avons été amenés à choisir le plomb qui, une fois recuit, est carbonaté superficiellement et par conséquent protégé de toute attaque en profondeur, ou l'or quand la masse du calorimètre n'était pas trop considérable.

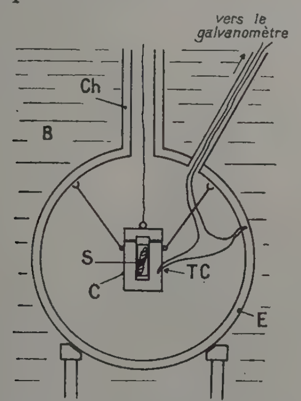


Fig. 1. — Le calorimètre.
B : Bain d'une centaine de litres.
E : Enceinte en cuivre rouge.
Ch : « Cheminée » de l'enceinte.
C : Calorimètre.
S : Source radioactive.
TC : Thermo-couple.

On trouvera figure 1 la coupe d'un calorimètre-type. Les sources sont placées dans une gaine de laiton qui se visse dans le bouchon du calorimètre ; celui-ci est relié avec l'extrémité supérieure de la cheminée de l'enceinte par un fil de soie très fin, permettant de placer les sources dans le calorimètre et de les en retirer sans démonter quoi que ce soit.

Le calorimètre est suspendu dans l'enceinte par quatre fils de soie très fins pratiquement non conducteurs de la chaleur.

B. L'enceinte. — Nous avons utilisé tour à tour deux types d'enceintes, toutes deux en cuivre rouge de 10 mm d'épaisseur, l'une cylindrique, l'autre sphérique. Chacune d'elles porte à la partie supérieure une « cheminée », tube vertical de 30 mm de diamètre, dépassant le niveau de l'eau de quelques centimètres et par lequel on peut descendre les sources dans le calorimètre ; cette cheminée est hermétiquement close à la partie supérieure de façon à éviter toute rentrée d'humidité dont la condensation sur le calorimètre amènerait des dégagements de chaleur incohérents. Un second tube de plus petit diamètre permet d'amener les fils des couples du système calorimètre-enceinte jusqu'au galvanomètre.

L'enceinte est plongée dans une cuve d'une centaine de litres remplie d'eau. Cette cuve est en cuivre rouge, mise à la masse de même que l'enceinte, et entourée d'un revêtement de 3 cm de mousse d'ébonite formant isolant thermique. Contrairement à ce que l'on peut penser, un isolement thermique soigné est tout à fait inutile dans une pièce à température constante : les échanges de chaleur possibles entre le bain et l'extérieur sont compensés par un apport d'eau chaude plus considérable, sans autre difficulté. Au fond de la cuve, deux tubes circulaires percés de nombreux trous et reliés à l'extérieur par deux tuyaux en caoutchouc permettent l'introduction de l'eau chaude et de l'air comprimé, l'équilibre thermique du bain étant assuré par un brassage constant au moyen d'air comprimé saturé d'eau.

C. Les couples. — Chaque calorimètre porte, suivant ses dimensions, un ou deux couples : un seul est en service, le second ne sert qu'à vérifier les données du premier. Les fils reliant le galvanomètre d'une part à l'enceinte ou au calorimètre d'autre part sont en cuivre rouge très fin, le fil reliant le calorimètre à l'enceinte est en constantan très fin (0,1 mm) de manière à limiter au maximum les échanges de chaleur par conductibilité. Les couples sont soudés dans une gaine isolante et logés dans de petites encoches pratiquées dans le calorimètre et l'enceinte. La résistance électrique de chaque couple est de l'ordre d'une dizaine d'ohms.

D. Le galvanomètre. — Le galvanomètre est un Kipp modèle Zernike ZC, à haute sensibilité en volts. Une déviation de 1 mm du spot sur l'échelle placée à 2 mètres correspond à une différence de température de 2.10^{-4} degrés entre le calorimètre et l'enceinte, soit à une différence de potentiel de l'ordre de 10^{-7} volts. Le galvanomètre fonctionne en régime apériodique, la faible résistance du couple n'ayant pas permis de se placer en régime critique.

Ce galvanomètre est situé à proximité immédiate de la cuve, sur un pilier s'enfonçant à une dizaine de mètres sous terre et théoriquement insensible aux vibrations extérieures. Il repose au fond d'une boîte cubique en cuivre rouge, aux parois de 5 mm d'épaisseur, assurant un blindage électrostatique convenable, et, par son poids, une bonne stabilité mécanique ; cette boîte est placée elle-même dans une seconde boîte en mousse de polyvinyle de 3 cm d'épaisseur jouant le rôle d'isolant thermique ; celui-ci est enfin entouré d'un grillage en fer étamé aux mailles serrées assurant une protection magnétique suffisante.

L'expérience a montré qu'on ne saurait prendre trop de précautions pour soustraire le galvanomètre aux perturbations extérieures, qu'elles soient d'ordre mécanique, thermique, electrostatique ou électromagnétique. A cette condition seulement on

peut espérer réduire au maximum la dérive du zéro. Cette dérive subsiste néanmoins, provoquée sans doute par un défaut d'élasticité du pilier. Malgré de nombreux enregistrements photographiques de longue durée, il n'a pas été possible de déceler une périodicité de ces déplacements du zéro qui restent incohérents jusqu'à présent ; néanmoins, ces déplacements sont très lents (un ou deux millimètres par heure au maximum) et peuvent être corrigés pendant les mesures.

Chaque couple peut être branché sur le galvanomètre par un contacteur dont toutes les pièces sont en cuivre rouge. Ce contacteur est placé dans la même enceinte métallique que le galvanomètre afin que sa température reste constamment égale à celle du galvanomètre.

E. Les thermomètres. — Pour évaluer la température du bain, on a employé des thermomètres à mercure type Beckmann gradués en centièmes ou en millièmes de degrés centigrades. Ces thermomètres sont surmontés d'un trembleur dont la manœuvre, avant chaque lecture, permet au mercure de monter dans la colonne malgré les forces de capillarité.

Toute cette installation est placée dans une pièce en sous-sol dont la température est maintenue constante au dixième de degré. On a employé en ce but un bilame à dilatation assurant la mise en route d'un radiateur soufflant. Pour une température de 18,0 degrés, la teneur en vapeur d'eau de l'air ambiant a pu être maintenue en général aux environs de 50 % ; la proportion de CO^2 n'excédait pas un millième.

2. **Dispositif de compensation automatique.** — Comme nous l'avons dit plus haut, la méthode de microcalorimétrie adiabatique consiste à augmenter progressivement la température du bain de façon à suivre de plus près possible l'augmentation de température du calorimètre. La différence de température entre le bain et le calorimètre doit être maintenue très petite afin que les échanges de chaleur soient nuls, ou tout au moins suffisamment petits pour être considérés comme tels. La manipulation consiste donc à maintenir au zéro, ou très près du zéro, le spot du galvanomètre pendant toute la durée de l'expérience.

Jusqu'à présent, ce résultat était obtenu en injectant dans le bain de très petites quantités d'eau chaude au moyen d'un robinet manœuvré à la main. Cette méthode demandait une grande habileté et ne pouvait être poursuivie pendant plus de quelques heures ; la précision des mesures dépendait de la plus ou moins bonne compensation effectué par l'opérateur et du temps trop restreint des mesures. C'est pourquoi nous avons perfectionné cette méthode par la mise au point d'un dispositif de compensation automatique.

Ce dispositif est basé sur l'emploi d'une cellule photo-résistante placée près du zéro de l'échelle. En l'absence de toute compensation, le calorimètre contenant une source radioactive s'échauffe seul, le spot dérive donc plus ou moins rapidement sur l'échelle suivant l'intensité de la source radioactive. Au moment où il entre dans le champ de la cellule, l'éclairement produit donne naissance à un courant de quelques microampères suffisant pour faire basculer un microrelais ; celui-ci fait basculer à son tour une série de relais à forte intensité mettant en marche une minuterie qui actionne l'ouverture d'une électro-vanne pendant un temps rigoureusement déterminé : l'injection d'eau dans le bain doit provoquer une très légère surchauffe de façon que le spot retourne en arrière et quitte le champ de la cellule. L'appareil est alors prêt pour un nouveau cycle.

Ce dispositif simple en principe se complique par le fait de l'inertie du système. L'équilibre thermique du bain après chaque injection d'eau chaude demande avant d'être réalisé 10 ou 15 secondes au bout desquelles les couples sont le siège d'une f. e. m. Il faut ensuite compter sur l'inertie du cadre du galvanomètre qui ne commencera à tourner que 10 ou 15 secondes plus tard ; or pendant ces 20 ou 30 secondes, le spot continue à avancer et peut quitter le champ de la cellule qu'il actionnerait de nouveau à son retour, provoquant une surchauffe importante. Ce simple exemple montre un aspect des différents problèmes qui se sont posés.

Le temps d'ouverture de l'électro-vanne est de l'ordre de la seconde, et doit être réglé au centième de seconde près.

On obtient dans ces conditions une suite ininterrompue de cycles durant une à deux minutes et comportant alternativement surchauffe du calorimètre et surchauffe du bain, ce qui se traduit par une oscillation forcée du spot du galvanomètre de part et d'autre du zéro. La courbe figure 2 donne

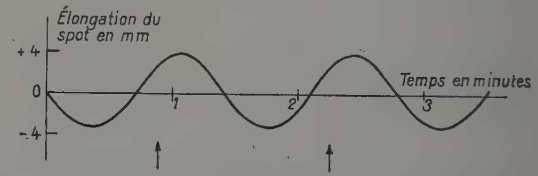


Fig. 2. — Oscillations du galvanomètre. Les flèches indiquent le déclanchement de l'électro-vanne au cours de chaque cycle.

une idée du déplacement du spot sur l'échelle en fonction du temps.

Le dispositif ainsi conçu peut fonctionner sans surveillance pendant un temps indéfini ; nous avons été amené à le laisser marcher 48 heures consécutives et l'on n'est guère limité en ce sens que par l'étendue de l'échelle thermométrique.

3. **Causes d'erreurs possibles.** — A. ÉCHANGES DE CHALEUR. — Des échanges de chaleur entre l'enceinte et le calorimètre peuvent se produire soit par rayonnement, soit par conductibilité dans les fils et dans l'air.

Si l'on admet au cours de chaque cycle des différences de température n'excédant pas un millième de degré (oscillations du spot de 4 à 5 mm d'amplitude), les échanges de chaleur restent extrêmement faibles. De plus, ils se produisent alternativement dans l'un et l'autre sens : par un réglage judicieux de la position de la cellule sur l'échelle, on arrive à annuler tout échange de chaleur en donnant au spot une même élongation de part et d'autre du zéro, ou plus exactement en faisant en sorte que la surface totale du cycle (t, ΔT) soit nulle ; l'expérience montre que l'on obtient ce résultat en plaçant la cellule à 2 ou 3 mm du zéro, dans le sens de dérive du spot (Fig 2).

La précision reste limitée par la dérive spontanée du zéro qui peut atteindre parfois deux millimètres par heure. Tout se passe alors comme si la compensation donnait en moyenne une surchauffe dans l'un ou l'autre sens. Des mesures faites avec un zéro volontairement décalé ont montré que les échanges de chaleur sont encore négligeables pour des dérives de quelques millimètres par heure, en particulier lorsque les mesures portent sur des sources pour lesquelles le débit de chaleur est considérable. Néanmoins, il est encore nécessaire de ramener le galvanomètre au zéro plusieurs fois dans la journée lorsque les sources étudiées sont faibles.

B. Les autres causes d'erreur sont négligeables. On élimine en particulier toutes les corrections du calibrage de la colonne thermométrique en opérant toujours entre deux mêmes graduations de l'échelle. *La comparaison de deux sources se ramène, dans ces conditions, non pas à la mesure des élévations de température horaire produites, mais à la mesure des temps mis par le thermomètre pour franchir un même intervalle.*

La lecture du thermomètre est faite en un point déterminé du cycle, par exemple au moment précis où le spot déclenche l'électro-vanne. Le tracé de la courbe d'élévation de température en fonction du temps pendant un certain nombre de cycles, au début et à la fin des mesures, permet d'évaluer avec une grande précision l'instant où le mercure du thermomètre passe devant la graduation prise pour repère.

II. Résultats expérimentaux.

Mesures de périodes. — Nous avons tout d'abord étudié la sensibilité de notre dispositif en mesurant la décroissance de la chaleur dégagée par une source de radon dans un calorimètre de plomb pesant environ 300 grammes. Une première source a été suivie pendant 21 jours, son intensité passant de 82,3 à 1,9 millicuries et l'élévation de température horaire variant parallèlement de 960 à 21,7 millièmes de degrés. Les points obtenus se plaçaient sur une courbe exponentielle avec des écarts inférieurs à 0,5 % [5].

Cette première expérience montrait qu'il devenait possible de mesurer avec ce dispositif des sources d'intensité très différente. Notre appareil se prêtait donc particulièrement bien aux mesures de périodes, et l'on pouvait espérer obtenir par calorimétrie une précision au moins égale à celle que donnent les chambres d'ionisation. Nous avons donc entrepris une mesure précise de la période du radon [6] : une deuxième source fut suivie pendant quinze jours, son intensité passant de 263 à 17,3 millicuries et l'élévation de température horaire variant de 2,536 à 0,167 degrés. Cette nouvelle expérience nous a donné pour la période :

$$T = 3{,}825 \pm 0{,}004 \text{ jours}$$

valeur communément admise jusqu'à présent [7].

Comparaison des étalons de radium. — 1. **État actuel de la question des étalons de Ra.** — Une des unités fondamentales en radioactivité est le milligramme de radium.

A partir de cette unité on définit :

— Le millicurie comme étant la quantité d'un radio-élément quelconque, qui, par unité de temps, émet le même nombre de rayons qu'un milligramme de radium.

— Le milligramme équivalent comme étant la quantité d'un radio-élément émetteur γ qui, dans une chambre d'ionisation déterminée, et dans des conditions de géométrie et d'absorption parfaitement définies, donne le même courant d'ionisation qu'un milligramme de radium.

Mais la construction d'un étalon de radium pesé est une entreprise extrêmement délicate : Il n'existe actuellement qu'un très petit nombre de ces étalons : le premier fut réalisé en 1911 par Marie Curie [8] et fut choisi comme étalon international.

Une série d'une vingtaine d'étalons pesés fut construit en 1934 à Bruxelles par Hönigschmid [9]. La Commission Internationale des radio-éléments choisit l'un d'entre eux, le nº 5 430, comme nouvel étalon international parce que la masse de cet étalon était celle qui se rapprochait le plus de l'étalon construit par Marie Curie (masse de l'ordre de 17 milligrammes).

La faible masse de ces étalons, la composition mal définie du sel de radium pesé, l'incertitude sur le poids atomique du radium, l'extrême difficulté de la pesée (par différence) d'un sel particulièrement hygroscopique font que la précision sur la masse de radium-élément effectivement contenu dans ces tubes ne dépasse pas 0,05 mg.

On a réalisé ensuite un très grand nombre d'étalons secondaires de radium. La quantité de radium-élément contenu dans chacun de ces étalons est donnée par la comparaison, dans les mêmes conditions, du rayonnement γ pénétrant qu'il émet au rayonnement γ émis par l'étalon pesé.

Mais si l'on désire obtenir une grande précision dans la comparaison de l'intensité de ces rayonnements, il importe de définir parfaitement les conditions de géométrie et d'absorption dans l'utilisation de ce rayonnement, et la précision est finalement limitée par le fait de différences géométriques dans la construction de ces étalons.

De toute manière il n'est possible de comparer dans ces conditions que les rayonnements γ sortant effectivement de l'ampoule. Si l'on désire connaître la quantité réelle de radium présent dans le tube, il faut calculer l'absorption du rayonnement γ dans les parois du tube et dans le sel lui-même. Ce calcul est toujours entaché d'incertitude et peut s'avérer illusoire lorsque l'on utilise, comme dans les étalons construits par Hönigschmid, un sel de radium se présentant sous la forme de grains assez gros, ces grains étant libres dans une ampoule de verre dont le volume est grand par rapport à celui du sel.

Enfin et surtout, la comparaison par le rayonnement γ risque d'être entachée d'erreurs importantes lorsqu'il s'agit d'étalons de radium d'intensité très différente par suite de l'existence possible de défauts de saturation pour des courants d'ionisation d'intensité différente. Pratiquement il n'est guère possible de comparer par le rayonnement γ sans risque d'erreur systématique que des étalons dont le rapport est de l'ordre de 1 à 3.

2. Principe de la détermination calorimétrique d'une quantité de radium. — La méthode calorimétrique utilisée offre de nombreux avantages sur les méthodes classiques des chambres d'ionisation :

La géométrie de l'appareillage est sans importance : le rayonnement de la source est absorbé quelle que soit la position de celle-ci à l'intérieur du calorimètre et il est possible de la retirer et de la remettre entre les mesures sans prendre de précautions spéciales : il devient donc possible d'opérer toujours strictement dans les mêmes conditions.

D'autre part, on n'est guère limité, dans le domaine des fortes élévations de température, que par l'étendue de l'échelle thermométrique, ce qui permet la mesure directe de très fortes sources, même α. Il est théoriquement possible de mesurer des sources dans un rapport d'intensité quelconque, aussi grand soit-il ; pratiquement la dérive du zéro limite l'évaluation des très faibles élévations de température, mais il est facile de comparer des intensités dans un rapport 100 avec un même calorimètre.

Un tel emploi de la méthode calorimétrique n'est rendu possible que grâce à l'automaticité du fonctionnement du dispositif.

Nous exposerons maintenant le principe de la comparaison par calorimétrie de la quantité de radium contenue dans deux étalons.

Soit x la masse de radium (en milligrammes) contenue dans un étalon ; la quantité de chaleur Q émise par unité de temps (heure) est :

$$Q = x\Big[Q_{\alpha+\beta+r}(\text{Ra} + \text{Rn}) + KQ_{\gamma}(\text{Rn}) + Q_{\alpha+\beta+\gamma+r}(\text{Ra}\,D + E + F)\,\frac{f(\lambda_2 t)}{e^{-\lambda_0 t}}\Big] = x\Sigma Q. \quad (1)$$

Notation employée. — $Q_{\alpha+\beta+r}(\text{Ra} + \text{Rn})$ = chaleur dégagée par l'absorption complète du rayonnement $\alpha + \beta + r$ émis par 1 milligramme de Ra + Rn pendant 1 heure, le calorimètre étant supposé construit de telle manière que l'absorption du rayonnement β soit complète.

D'après différents auteurs [10], r étant l'énergie de recul du noyau :

$$Q_{\alpha+r}(\text{Ra}) = 0{,}0252$$
$$Q_{\alpha+r}(\text{Rn}) = 0{,}0992 \text{ (1)}$$
$$Q_{\beta}(\text{Rn}) = 0{,}0063 \text{ (1)}$$

0,1307 calories-grammes par heure et par millicurie.

$Q_{\gamma}(\text{Rn})$ = chaleur dégagée par l'absorption complète du rayonnement γ émis par le radon (1). = 0,0094 cal.g par heure et par millicurie.

K = coefficient d'absorption du rayonnement γ dans le calorimètre utilisé.

$Q_{\alpha+\beta+\gamma+r}(\text{Ra}\,D + E + F)$ = chaleur dégagée pendant 1 heure par l'absorption complète du rayonnement $\alpha + \beta + \gamma + r$ émis par 1 millicurie de Ra D en équilibre radioactif avec ses dérivés.

D'après les mêmes auteurs [10] :

$$Q_{\alpha+r}(\text{Ra}\,F) = 0{,}02715$$
$$Q_{\beta+\gamma}(\text{Ra}\,D + E) = 0{,}00196$$

0,02911 calories-grammes par heure et par millicurie.

t = temps d'accumulation de Ra $D + E + F$ dans l'étalon de radium.

$e^{-\lambda_0 t}$ = facteur de décroissance du radium pendant le temps t. Nous avons pris comme λ_0 le nombre correspondant à la période $T_{\text{Ra}} = 1\,590$ ans

$f(\lambda_2 t)$ = facteur d'accumulation du Ra F dans l'étalon de radium pendant le temps t. Nous admettons en première approximation que ce facteur est le même pour Ra D et Ra E.

$$f(\lambda_2 t) = \lambda_2\lambda_4\Big[\frac{e^{-\lambda_0 t}}{(\lambda_4 - \lambda_0)(\lambda_2 - \lambda_0)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_4 - \lambda_2)(\lambda_0 - \lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_4 t}}{(\lambda_2 - \lambda_4)(\lambda_0 - \lambda_4)}\Big].$$

Nous avons pris les valeurs de λ suivantes :

Pour Ra : $\lambda_0 = 4{,}359.10^{-4}$ an^{-1} ($T = 1\,590$ ans)

Pour Ra F : $\lambda_4 = 1{,}808$ an^{-1} ($T = 140$ jours).

(1) Par Rn on entend le radon en équilibre avec ses dérivés Ra $A + B + C + C' + C''$.

Un doute subsiste quant à λ_2(Ra D). La Commission Internationale avait admis en 1931 la valeur $\lambda_2(\text{Ra}\,D) = 3{,}151 \,.\, 10^{-2}\ \text{an}^{-1}$, correspondant à $T = 22$ ans ; cependant, les travaux les plus récents [12] donnent $\lambda_2(\text{Ra}\ D) = 3{,}554_5\ 10^{-2}$, correspondant à $T = 19{,}5$ ans.

Les courbes de la figure 3 représentent la fonction $f(\lambda_2\, t)$ en prenant pour périodes 19,5 ans et 22 ans.

Reprenons l'équation (1) : La quantité de chaleur Q produit, pendant 1 heure dans un calorimètre de masse calorimétrique mc, une élévation de température θ telle que $Q = mc\theta$.

En réalité, ce que nous déterminons c'est le temps h que met la colonne de mercure du thermomètre pour parcourir l'intervalle Φ, soit $\theta = \dfrac{\Phi}{h}$, h étant exprimé en heure. Donc finalement $mc\dfrac{\Phi}{h} = x\Sigma(Q)$.

3. **Comparaison des étalons de radium de même construction et de même âge.** — Les facteurs $e^{-\lambda_0 t}$ et $f(\lambda_2\, t)$ sont les mêmes. Le rapport des masses de radium contenues dans les étalons est égal au rapport inverse des temps mis par le thermomètre pour parcourir l'intervalle Φ

$$\frac{x_1}{x_2} = \frac{h_2}{h_1}.$$

Nous avons comparé ainsi les 3 étalons Hönigschmid actuellement détenus par le laboratoire Curie.

N° étalon	Poids de radium en 1934 (1)	Poids total de l'ampoule	Diamètre	Épaisseur de la paroi de verre
—	—	—	—	—
5 430 (2)	16,92 mg	291,58 mg	3 mm	0,27 mm
5 422	24,78 mg	343,72 mg	3 mm	0,27 mm
5 438	38,06 mg	292,02 mg	3 mm	0,27 mm

(1) On a pris comme poids atomique du radium la valeur 226,09.
(2) Nouvel étalon international [13].

Ces trois tubes ont été mesurés dans un calorimètre de plomb de 300 g. On s'est servi de la même gaîne de laiton pour leur introduction dans le calorimètre. Nous n'avons pas tenu compte dans ces expériences de la faible différence de masse des ampoules : la différence de masse calorimétrique ainsi négligée correspondant à celle de 0,2 g de plomb, l'erreur commise est inférieure à 1 /1 000.

L'intervalle Φ utilisé correspond à 3 degrés de l'échelle du thermomètre Beckmann au 1 /100e. On a obtenu les résultats suivants :

Rapport des temps	Rapport des poids	Rapport des rayonnements γ extérieurs
—	—	—
$\dfrac{5\,422}{5\,430} = 1{,}4605 \mp 0{,}005$	$1{,}4645 \mp 0{,}01$	1,4613 (1)
$\dfrac{5\,438}{5\,430} = 2{,}2352 \mp 0{,}005$	$2{,}2494 \mp 0{,}01$	non déterminé
$\dfrac{5\,438}{5\,422} = 1{,}530 \mp 0{,}005$	$1{,}535 \mp 0{,}01$	non déterminé

(1) Mesure effectuée à Bruxelles, en 1954, avec les chambres Kipfer (non encore publié).

Le rapport des temps est donc, aux erreurs expérimentales près, égal au rapport des poids. L'écart semble néanmoins un peu plus important dans le cas du rapport $\dfrac{5\,422}{5\,430}$. Le problème sera discuté dans son ensemble lors de la publication des résultats obtenus à Bruxelles au sujet de la comparaison des différents étalons Hönigschmid. (Le principe de la méthode employée a été décrit par Mme Joliot Curie [12].)

4. **Comparaison d'étalons de radium d'âges différents, le temps d'accumulation du Ra D + Ra F étant exactement connu.** A) Considérations générales. — Le rapport des temps mis par le thermomètre pour parcourir l'intervalle de l'échelle Φ est :

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{x_1\, \Sigma Q_1}{x_2\, \Sigma Q_2}.$$

Nous avons déjà défini les différentes grandeurs

dans un précédent paragraphe ; les indices 1 et 2 se rapportent aux étalons à comparer. L'équation, explicitée, devient :

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{x_1\left[0{,}1307 + KQ_\gamma(\text{Rn}) + 0{,}02911\ \frac{f(\lambda_2 t_1)}{e^{-\lambda_0 t_1}}\right]}{x_2\left[0{,}1307 + KQ_\gamma(\text{Rn}) + 0{,}02911\ \frac{f(\lambda_2 t_2)}{e^{-\lambda_0 t_2}}\right]}.$$

La détermination du rapport $\frac{x_1}{x_2}$ exige donc :

1° Le calcul du coefficient $KQ_\gamma(\text{Rn})$ d'utilisation du rayonnement γ dans le calorimètre utilisé.

2° Le calcul de la fonction $f(\lambda_2 t)$ pour chacun des étalons à comparer. Ce calcul a été effectué à partir de la courbe figure 3 avec $T_{\text{Ra}\,D} = 19{,}5$ ans.

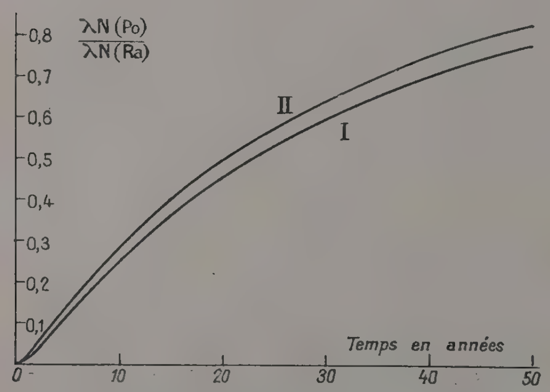


FIG. 3. — Croissance du polonium dans le radium. Le calcul a été fait en prenant pour période du Radium D les valeurs 22 ans (courbe I) et 19,5 ans (courbe II).

Détermination du coefficient $KQ_\gamma(\text{Rn})$. — Il est possible de le calculer connaissant l'épaisseur des parois du calorimètre, mais il est préférable de le déterminer expérimentalement en se servant des résultats obtenus lors de la détermination de la période du radon, les conditions étant strictement comparables (même gaine de laiton, même calorimètre). Cette expérience avait donné comme élévation de température moyenne θ_{Ra} produite par 1 millicurie de radon, la valeur $9{,}736 . 10^{-3}$ degré par heure.

La chaleur dégagée par heure par millicurie de radon est :

$$mc\,\theta_{\text{Rn}} = Q_{\alpha+\beta+r}(\text{Rn}) + KQ_\gamma(\text{Rn}). \qquad (2)$$

On connaît $Q_{\alpha+\beta+r}(\text{Rn}) = 0{,}1055$ calories-grammes par heure et par millicurie (voir § 2).

On élimine la masse calorimétrique mc, connaissant l'élévation de température horaire produite dans le même calorimètre par l'étalon n° 5 430 (International Nouveau) pour lequel

$$\theta_{\text{IN}} = 224{,}7 . 10^{-3} \text{ degrés.}$$

Il est possible dans ce cas d'expliciter l'équation (1) du paragraphe 2 :

$$mc\,\theta_{\text{IN}} = x\Big[Q_{\alpha+\beta+r}(\text{Ra} + \text{Rn}) + KQ_\gamma(\text{Rn}) + Q_{\alpha+\beta+\gamma+r}(\text{Ra}\,D + E + F)\,\frac{f(\lambda_2 t)}{e^{-\lambda_0 t}}\Big].$$

La masse de radium contenue dans cet étalon au moment de l'expérience était $x = 16{,}758$ mg ; le temps d'accumulation de Ra $D + E + F$ étant $t = 22$ ans, on a :

$$f(\lambda_2 t) = 0{,}5291 \text{ en prenant } T_{\text{Ra}\,D} = 19{,}5 \text{ ans.}$$

$$Q_{\alpha+\beta+\gamma+r}(\text{Ra}\,D + E + F)\,\frac{f(\lambda_2 t)}{e^{-\lambda_0 t}} = 0{,}0155_5.$$

En effectuant le rapport de (1) et (2), on trouve :

$$KQ_\gamma(\text{Rn}) = 2{,}52 . 10^{-3}.$$

La chaleur dégagée par 1 mg de Ra + Rn dans le calorimètre considéré est donc :

$$0{,}1307 + 0{,}00252 = 0{,}1332_2.$$

B) COMPARAISON DE L'INTERNATIONAL NOUVEAU ET DE L'ANCIEN ÉTALON INTERNATIONAL CONSTRUIT PAR MARIE CURIE. — L'ancien étalon international a été construit par Marie Curie en août 1911 [8]. (Purification en Ra D, scellement du tube de verre et pesée.) La masse du chlorure de radium anhydre contenu dans le tube était de 21,99 milligrammes ; la masse totale du tube 102,2 milligrammes ; son diamètre intérieur est de 0,9 mm ; l'épaisseur de la paroi de verre est de 0,27 mm ; la longueur de l'espace occupé par le sel est de 32 mm. Le sel est composé de grains très fins et occupe la totalité du volume disponible à l'intérieur du tube. Il n'est cependant pas tassé, puisque la densité apparente est de l'ordre de 1.

Si l'on admet pour poids atomique du radium 226,05, le masse de radium élément contenue dans cet étalon était de 16,738 mg en août 1911. La valeur de la fonction $f(\lambda_2 t)$ pour $t = 45$ ans et $T_{\text{Ra}\,D} = 19{,}5$ ans, est de 0,7853 ; d'où :

$$Q_{\alpha+\beta+\gamma+r}(\text{Ra}\,D + E + F)\,\frac{f(\lambda_2 t)}{e^{-\lambda_0 t}} = 0{,}02260$$

$$\frac{h(\text{IN})}{h(\text{MC})} = \frac{x(\text{MC})}{x(\text{IN})}\cdot\frac{0{,}1332 + 0{,}02260}{0{,}1332 + 0{,}01555} = \frac{1}{0{,}95476}\cdot\frac{x(\text{MC})}{x(\text{IN})}.$$

Deux déterminations du rapport $\frac{h(\text{IN})}{h(\text{MC})}$ ont été faites, les rapports trouvés sont 1,0258 et 1,0278.

D'où

$$\frac{x(\text{MC})}{x(\text{IN})} = 0{,}9794 \text{ et } 0{,}9813.$$

Mais la différence des masses calorimétriques des deux étalons ε n'est pas négligeable ; la formule correcte est :

$$\frac{mc\,\theta_1}{(mc + \varepsilon)\theta_2} = \frac{x_1\,\Sigma Q_1}{x_2\,\Sigma Q_2}.$$

ε correspond à 0,189 g de verre dont la chaleur spécifique est de l'ordre de 0,2 alors que celle du plomb est 0,03, soit approximativement à 1 g de plomb supplémentaire. D'où :

$$\frac{mc}{mc + \varepsilon} = \frac{300}{301}$$

et

$$\frac{x(\mathrm{MC})}{x(\mathrm{IN})} = 0{,}9762 \text{ et } 0{,}9781.$$

Le rapport des poids de radium contenu dans ces deux étalons est de 0,9794 $\pm$ 0,005.

Le rapport des rayonnements γ extérieurs déterminé à plusieurs reprises entre 1935 et 1938 au laboratoire Curie est de 0,9775 ; le rapport des rayonnements γ extérieurs déterminé à Bruxelles en 1954-1955 est de 0,97746.

Comparaison des mêmes étalons au moyen d'un deuxième calorimètre. — La même comparaison a été faite au moyen d'un calorimètre de plomb de masse plus faible (90 grammes), l'épaisseur des parois étant de 3 mm. Le coefficient $KQ_\gamma(\mathrm{Rn})$ d'utilisation du rayonnement γ est de $1{,}8.10^{-3}$. D'où :

$$Q_{\alpha+\beta+r}(\mathrm{Ra} + \mathrm{Rn}) + KQ_\gamma\,\mathrm{Rn}) = 0{,}1325$$

$$\frac{h(\mathrm{IN})}{h(\mathrm{MC})} = \frac{x(\mathrm{MC})}{x(\mathrm{IN})}\cdot\frac{0{,}1325 + 0{,}0226}{0{,}1325 + 0{,}0155} = \frac{1}{0{,}9545}\frac{x(\mathrm{MC})}{x(\mathrm{IN})}.$$

Nous avons trouvé dans ce cas

$$\frac{h(\mathrm{IN})}{h(\mathrm{MC})} = 1{,}0288.$$

Compte tenu de la correction résultant de la différence de masse des étalons, on trouve le rapport :

$$\frac{x(\mathrm{MC})}{x(\mathrm{IN})} = 0{,}9712.$$

Influence de la période du Ra *D*. — Nous avons pris dans tous ces calculs $T_{\mathrm{Ra}\,D} = 19{,}5$ ans. Si nous prenons maintenant $T_{\mathrm{Ra}\,D} = 22$ ans, les fonctions $f(\lambda_2 t)$ sont modifiées comme suit :

$$\text{Pour } t = 45 \text{ ans} : f(\lambda_2 t) = 0{,}7450$$
$$t = 22 \text{ ans} : f(\lambda_2 t) = 0{,}4890.$$

Les nouvelles valeurs $\frac{x(\mathrm{MC})}{x(\mathrm{IN})}$, calculées dans ces conditions avec les 2 rapports $\frac{h(\mathrm{IN})}{h(\mathrm{MC})}$ déterminés dans le première calorimètre, sont :

$$\frac{x(\mathrm{MC})}{x(\mathrm{IN})} = 0{,}9776 \text{ et } 0{,}9795.$$

L'incertitude sur le rapport des poids de radium et sur nos propres déterminations ne permet malheureusement pas de déterminer actuellement par ce procédé la période exacte du Ra *D*.

C) Comparaison de l'étalon secondaire français a l'étalon Marie Curie et a l'International Nouveau. — Le Secondaire Français a été préparé à Vienne en 1912 par Hönigschmid. La pureté du radium qu'il contient est seulement de l'ordre de 95 % : il ne peut donc être considéré comme un étalon pesé. La date de séparation du Ra *D* n'est pas exactement connue (probablement 1911).

Comparaison à l'étalon Marie Curie : le rapport des temps h est de 1,014 ; il est égal au rapport des masses puisque la fonction $f(\lambda_2 t)$ est la même. La moyenne des rapports γ déterminés à plusieurs reprises au laboratoire Curie est de 1,020. Une comparaison effectuée à Bruxelles a donné 1,0191.

Comparaison à l'International Nouveau :

On a

$$\frac{h_1}{h_2} = 1{,}042 \qquad \frac{x_2}{x_1} = 0{,}9538.$$

D) Étalon E 23 (19 millicuries). — Préparé par Marie Curie en 1907. Étalon non pesé ; épaisseur de la paroi de verre inconnue.

$$\frac{h_1}{h_2} = 1{,}1988$$

$$\frac{x(\mathrm{E23})}{x(\mathrm{IN})} = 1{,}1339.$$

Moyennes des rapports γ obtenus au laboratoire Curie = 1,1335 ; à Bruxelles (1954) = 1,1335.

E) Étalon n° 20 (100 millicuries). — Cet étalon fait partie d'une série de 10 tubes donnés par les U. S. A. en 1921 à Mme Curie. Date de séparation du Ra *D* inconnue, antérieure à 1920.

$$\frac{h(\mathrm{IN})}{h(100)} = 6{,}119 \quad t > 36 \text{ ans} \quad f(\lambda_2 t) > 0{,}7020$$

$$\frac{x(100)}{x(\mathrm{IN})} = 5{,}912 - \varepsilon.$$

Le rapport γ est de 5,887.

5. **Comparaison d'étalons de faible intensité à l'étalon de Marie Curie et à l'International nouveau.** — Dans une première série de mesures nous avons essayé de comparer ces étalons à l'étalon Marie Curie avec le calorimètre de 300 g. Mais le temps t mis pour parcourir l'intervalle Φ était, pour ces faibles étalons, supérieur à 2 jours. La dérive du zéro du galvanomètre rendait finalement illusoire la précision attendue, l'erreur étant de l'ordre de 1 à 2/100. Nous avons donc utilisé pour effectuer ces comparaisons le calorimètre de 90 g que nous avons déjà décrit précédemment (comparaison de IN à l'étalon Marie Curie).

A) Étalon de service E.12 du laboratoire Curie (1,36 millicurie). — Cet étalon existe au laboratoire Curie depuis 1911. Aucune référence quant à la date exacte de sa fabrication, mais

probablement construit en 1907 en même temps que le E.23 ; poids total du tube 0,100 g, épaisseur du verre inconnue ; diamètre extérieur 1,2 mm.

Le rapport des temps par rapport à l'étalon Marie Curie est de 0,08123

$$\frac{x(\text{E.12})}{x(\text{MC})} = 0{,}08207.$$

Si l'on effectue la correction de l'excès de masse calorimétrique du MC (150 mg au lieu de 100 pour E.23) on trouve 0,8200.

La moyenne des rapports γ trouvés depuis 1911 est de 0,0828. La différence entre le rapport des masses et le rapport des rayonnements γ est de l'ordre de 1/100. Si l'on admet que cet étalon a été construit en 1911, le rapport des masses est de 0,8123 et l'écart entre les deux déterminations calorimétriques et γ encore plus considérable. Cette différence pourrait s'expliquer soit par le défaut de saturation du courant d'ionisation correspondant à l'étalon Marie Curie, soit par une absorption interne du rayonnement γ plus grande dans le Marie Curie que dans le E12.

B) Étalon n° 2 405 (2 millicuries). — Petit étalon préparé à Bruxelles à une date inconnue (1934 ?). Les dimensions de cet étalon sont très réduites : 1 cm de longueur ; 2 mm de diamètre, sel tassé. Comparé à l'International Nouveau :

$$\frac{h(2\,405)}{h(\text{IN})} = 0{,}12115.$$

Le rapport γ mesuré en 1943 au laboratoire Curie est de 0,1194.

La grande différence peut être expliquée par une date de préparation plus ancienne.

Conclusion. — Le nouveau calorimètre à compensation automatique que nous avons réalisé nous a déjà permis d'atteindre dans la mesure de la période du radon une précision comparable à celle qui est atteinte avec les méthodes des chambres d'ionisation.

Dans le domaine de la mesure des étalons de radium, les résultats sont déjà fort intéressants puisqu'ils permettent de comparer directement les masses de radium contenues dans les tubes avec une précision qui est égale, sinon supérieure à celle qui résulte des pesées. Il devient enfin possible de comparer directement avec le même calorimètre des sources dont le rapport d'intensité est de l'ordre de 100, et l'emploi de calorimètres de poids très différents offre la possibilité d'atteindre un facteur 10 000, ce qui ne peut être réalisé par aucune autre méthode.

Mais surtout cette longue étude nous laisse espérer atteindre dans l'avenir, avec un matériel mieux approprié, une précision encore accrue, tant dans le domaine des mesures relatives que dans le domaine des mesures absolues des quantités de chaleur.

Nous tenons à apporter ici le témoignage de notre gratitude émue au souvenir de Mme Joliot-Curie, qui nous a fourni les moyens de réaliser ce travail, et qui s'y est constamment intéressée. Nous remercions également le C. N. R. S. pour les subventions qu'il nous a accordées à tous deux ainsi que pour l'aide matérielle qu'il a apportée au laboratoire Curie pour l'achat des deux étalons Hönigschmid que nous avons utilisés dans ces travaux.

Manuscrit reçu le 16 juillet 1956.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Curie (P.) et Dewar (J.), *J. Chim. Phys.*, 1903, **1**, 409.
[2] Ellis et Wooster, *Proc. Roy. Soc.*, 1927, **117**, 109.
[3] Swietoslawski, *J. Amer. Chem. Soc.*, 1921, **43**, 875. Dorabialska, *Bull. Acad. Pol.*, 1929, A **487**.
[4] Zlotowski, *J. Physique Rad.*, 1935, **6**, 242. Sanielevici, *J. Chim. Phys.*, 1936, **33**, 411. Winand, *J. Physique Rad.*, 1937, **7**, 429. Lecoin (M.) et Zlotowski, *Nature*, 1939, **144**, 440. Lecoin (M.), Perrey (M.) et Pompei (A.), *J. Chim. Phys.*, 1949, **46**, 158. Lecoin (M.), *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **224**, 912.
[5] Lecoin (M.) et Robert (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1718.
[6] Robert (J.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 605.
[7] Curie (I.) et Chamié (C.), *J. Physique Rad.*, 1924, **5**, 238. International Radium Standard Commission Report. *Rev. Mod. Phys.*, 1931, **3**, 427.
[8] Curie (Mme P.), *J. Physique Rad.*, 1912, **2**, 715.
[9] Honigschmid, *Mitt. d. Inst. f. Radiumforschung*, 1945, 453a.
[10] Curie (Mme P.), *Radioactivité*, 1935, 354.
[11] Curie (Mme P.) et Curie (I.), *J. Physique Rad.*, 1929, **10**, 385. Curie (I.), *J. Physique Rad.*, 1929, **10**, 388. International Radium Standard Commission Report *Rev. Mod. Phys.*, 1931, **3**, 427. Tobailem (J.), *Ann. Physique*, 1955.
[12] Curie (I.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 790.
[13] Chamié (C.), *J. Physique Rad.*, 1940, **8**, 319.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11
TOME 17, NOVEMBRE 1956, PAGE 159 A.

SYSTÈMES COUPLÉS NON LINÉAIRES

Par M. L. SIDERIADÈS,
Centre National de la Recherche Scientifique, Marseille.

Sommaire. — L'auteur étudie les systèmes couplés non linéaires de nature électronique et en fait une synthèse générale. Il retrouve comme cas particuliers les exemples classiques de la triode oscillatrice, du multivibrateur, de l'Ecclès-Jordan, etc. Les méthodes mathématiques utilisées relèvent de l'analyse topologique. Le domaine d'application est limité au premier ordre pour les systèmes différentiels.

Introduction. — Les idées de base de la présente étude ont été recueillies dans deux publications de Th. Vogel [1], [2].

Les systèmes physiques envisagés sont ceux dont le comportement est régi par un système différentiel non linéaire, de la forme :

$$\frac{dx}{X(x, y)} = \frac{dy}{Y(x, y)} = \frac{dt}{T(x, y)} \qquad (1)$$

où X, Y, T sont des fonctions analytiques de leurs arguments.

Les exemples étudiés que nous avons voulu des plus classiques ont été choisis dans le domaine électronique, parce que plus maniables et plus aptes à une vérification expérimentale directe et simple. Notre souci majeur a été de maintenir constamment le lien entre la théorie et l'expérience. La généralité des résultats obtenus et la schématisation par les procédés du calcul matriciel des systèmes différentiels régissant le fonctionnement complet des systèmes permettent d'entrevoir, par analogie, une extension fructueuse à de nombreux domaines de la Physique.

Les systèmes électroniques, comportant des lampes, il importe en premier lieu de préciser la caractéristique de la lampe, organe fondamental de la non linéarité.

I. Détermination de la caractéristique utilisée. — La lampe utilisée est un élément actif tel que l'application d'une action sous forme potentiel du couple (v_g, v_p) fournit une réponse sous forme courant i_p. Il est inutile de tenir compte de la cathode, la réponse i_p a évidemment son origine dans le flux d'électrons émis par cette dernière. On connaîtra donc parfaitement la réponse sous la forme d'une surface $i_p = \varphi(v_g, v_p)$. Quelles sont les informations sur cette surface ? Communément, les deux faisceaux de caractéristiques $i_p(v_g)$ à v_p constant et $i_p(v_p)$ à v_g constant. Mathématiquement, on peut définir une approximation parabolique des caractéristiques statiques et remarquer que si on se donne la haute tension V_{p_0}, il correspond un cut-off — u_0 fixe ; si on introduit une charge purement résistive, les caractéristiques dynamiques forment un faisceau de paraboles dans le plan (i_p, v_g) tangentes au point (0, — u_0), de même axe (cf. *fig.* 1). Ce faisceau de caractéristiques est la

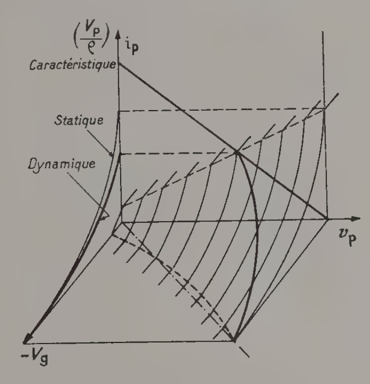


FIG. 1.

projection sur le plan (i_p, v_g) des sections de la surface approchée $i_p = \varphi(v_g, v_p)$ avec le faisceau des plans dont la droite de base est ($i_p = 0$, $v_p = V_{p_0}$). On a donc là un mode de génération simple de la surface où V_p et u_0 sont des paramètres expérimentaux fixes. Toute autre génération à partir de caractéristiques statiques nécessite la connaissance de la relation $R(V_{p_0}, u_0) = 0$. Ici, il suffit d'éliminer la charge r de plaque entre :

$$v_p = V_{p_0} - r i_p$$

(faisceau de plans de paramètre r)
et

$$a(v_g + u_0)^2 = 2 i_p (r + \rho) u_0$$

(cylindre projetant la caractéristique dynamique pour la charge r)

- a = coefficient d'amplification.
- u_0 = différence de potentiel entre les potentiels de cut-off et de saturation fixant la plage active de la lampe.
- ρ = valeur minima de la résistance interne.

La surface approchée caractéristique est un paraboloïde d'équation :

$$i_p = \frac{a(v_g + u_0)^2}{2\rho u_0} + \frac{v_p - V_{p_0}}{\rho}.$$

Cette expression est valable uniquement dans le trièdre (i_p, — v_g, v_p) positif. Ailleurs $a = 0$.

On remarquera que la surface réelle d'ordre plus élevé est comprise entre cette nappe de paraboloïde et le cône s'appuyant sur la caractéristique statique V_p d'équation :

$$i_p = \frac{a}{2\rho u_0 V_{p_0} v_p}(v_g V_{p_0} + u_0 v_p)^2.$$

II. Étude des systèmes couplés non linéaires. — A. ÉTABLISSEMENT DES ÉQUATIONS. — Soit le

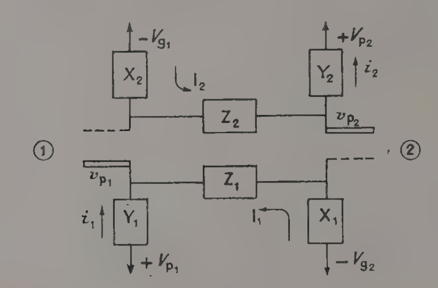


FIG. 2.

schéma théorique indiqué sur la figure 2. On a une relation de maille :

$$Y_i[\varphi(v_{gi}, v_{pi})] + (v_{gk} + V_{gk})\left(\frac{X_i + Y_i + Z_i}{X_i}\right) = V_{gk} + V_{pi} \quad (1)$$

et une relation nodale :

$$i_i = \frac{v_{pi} - V_{pi}}{Y_i} = \varphi(v_{gi}, v_{pi}) + \frac{v_{gk} + V_{gk}}{X_i}. \quad (2)$$

Si l'on fait sur $i_p(v_g, v_p)$ une hypothèse quadratique, on peut éliminer v_p. Il vient :

$$\varphi_i(u_i) + \left(\frac{1}{Y'_i} + \frac{1}{X_i} + \frac{Z_i}{X_i Y'_i}\right) u_k^* = \frac{1}{Y'_i}(V_{gk} + V_{pi})$$

$\varphi(u)$ = caractéristique dynamique, section plane de $i_p(v_g, v_p)$ par $v_p = V_{p_0}$.

$Y' = \dfrac{\rho Y}{\rho + Y}$, ρ étant la valeur minima de la résistance interne des lampes.

u^* = tension grille rapportée à une origine convenable.

u = cette même tension rapportée au cut-off.

Posons :

$$\alpha = \frac{1}{Y'};\ \beta = \frac{1}{X};\ \gamma = \frac{1}{Z};\ \Phi_i = \frac{1}{Y'_i}(V_{gk} + V_{pi})$$

et appelons $\mathcal{A} = \alpha + \dfrac{\alpha\beta}{\gamma} + \beta$ l'admittance de la liaison inter-étage du système. On peut alors donner sous sa forme la plus générale une expression mathématique réalisant en quelque sorte la famille généalogique des systèmes différentiels auxquels on aboutit pour les systèmes couplés. On arrive à la forme :

$$\boxed{\mathcal{A}_k u_i^* + \varphi_k(u)_k = \Phi_k.} \quad (3)$$

Cas de dégénérescence.

Le cas du couplage interne relatif à une seule lampe ne peut se déduire du système (3), la notion de maille (circuit fermé) comportant des impédances infinies (circuit ouvert) introduit des indéterminations. L'étude doit être faite directement.

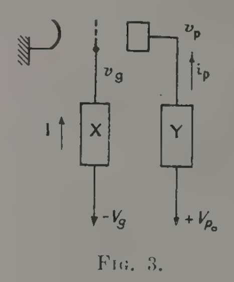


FIG. 3.

Soit, par exemple, le cas d'une triode comportant X dans la grille et Y dans la plaque (cf. *fig.* 3)

$$\begin{cases} v_p = V_{p_0} - Y i_p \\ v_g = -V_g - XI. \end{cases}$$

I est ici le courant grille s'il n'y a pas couplage entre grille et plaque. On suppose $I = 0$. L'équation unique régissant la triode est :

$$v_p = V_{p_0} - Y\varphi(v_p) \text{ car } v_g = -V_g = \text{C}^{\text{te}}. \quad (4)$$

Étudions quelques cas intéressants.

1) *Cas* $v_g = -V_g = C^{te}$. — Si l'on met une charge pure r dans la plaque, on trouve, avec l'approximation parabolique, d'après (4) :

$$v_p = V_{p_0} - \frac{rau^2}{2(r + \rho)u_0} = v_{p_0} \quad \text{car} \quad u = u_0 - V_g = \text{C}^{\text{te}}$$

v_p se stabilise très rapidement (Cte de temps faisant intervenir les capacités parasites) autour de v_{p_0} à l'intersection de la droite de charge correspondant à r et de la caractéristique $i_p(v_p)$ pour — V_g (*fig.* 4).

Introduisons maintenant un circuit antirésonnant :

$$\frac{1}{Y} = \frac{1}{r} + \frac{1}{Lp} + Cp.$$

On obtient une équation du 2e ordre :

$$\frac{d^2v_p}{dt^2} + \frac{1}{r'C}\frac{dv_p}{dt} + \omega_0^2(v_p - V_{p_0}) = 0$$

v_p se stabilise autour de V_{p_0}, la droite de charge ayant une pente infinie puisqu'elle correspond à

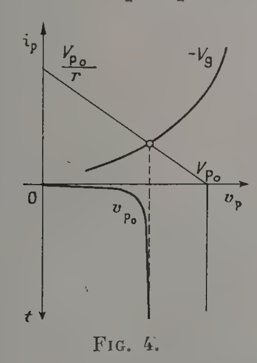


Fig. 4.

une charge nulle (ou négligeable) pour la tension continue. La constante de temps est $r'C$. Il y a circulation intense de courant. Mais la charge est très faible, le bouchon jouant le rôle de court-circuit pour la tension continue (*fig.* 5).

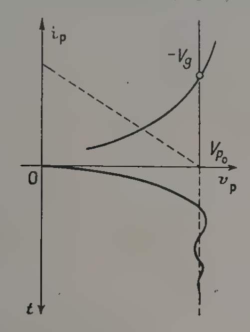


Fig. 5.

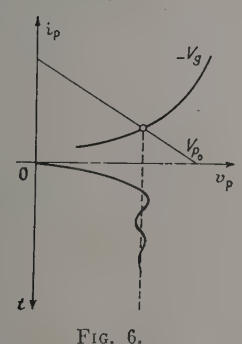


Fig. 6.

Pour retrouver l'influence de la charge r sur la stabilisation autour de v_{p_0}, il faut introduire un circuit résonnant (*fig.* 6)

$$Y = r + \frac{Lp}{1 + LCp^2}$$

et l'équation du 2e ordre devient :

$$\left(1 + \frac{r}{\rho}\right)\frac{d^2v_p}{dt^2} + \frac{1}{\rho C}\frac{dv_p}{dt} + \omega_0^2(v_p - V_{p_0}) = 0.$$

On retrouve la tension d'équilibre v_{p_0} du début avec une constante de temps égale à $(r + \rho)C$.

2) *Cas d'une mutuelle* (cf. *fig.* 7). — Toujours avec $I = 0$, v_g peut être couplé à v_p, donc variable. On a alors le système :

$$\begin{cases} v_p = V_{p_0} - Y\varphi(v_{g_1}\, v_p) \\ R(v_g, v_p) = 0. \end{cases} \qquad (5)$$

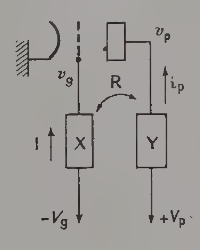


Fig. 7.

Par exemple, dans le cas de la triode montée en oscillatrice, $X = L_1p + R_1$, L_1 réalise le couplage par mutuelle inductance avec la self L_2 du bouchon, R_1 est la résistance de fuite de grille suffisamment grande pour que dans l'approximation envisagée I soit équivalent à 0. L'hypothèse communément admise pour le couplage par inductances mutuelles étant :

$$R(v_g, v_p) = v_g + V_g + \frac{M}{L}(v_p - V_p).$$

L'élimination de v_g fournit :

$$\frac{d^2v_p}{dt^2} + \left[\frac{1}{r'C} + \frac{a\omega_0^2M}{\rho u_0}\left(u_0 - V_g - \frac{M}{L}v\right)\right]\frac{dv}{dt} + \omega^2v = 0 \qquad (6)$$

équation que nous étudions plus loin par les méthodes de l'analyse topologique. Si on veut se ramener à une forme du système (3), on éliminera v_p et on obtiendra :

$$-\frac{L}{M}\alpha u + \varphi(u) = -\frac{L}{M}\alpha(u_0 - V_g). \qquad (7)$$

Remarque importante. — Dans le système (3) les α, β, γ sont d'après les propriétés analytiques des fonctions impédances de dipôles, des rapports de polynômes à coefficients positifs. Un couplage par inductions mutuelles négatives est donc susceptible de rendre négatifs certains de ces coefficients.

3) *Cas du couplage à travers une impédance* z (cf. *fig.* 8). — Le couplage est le même que celui du cas général à la différence près que la grille et la plaque font partie de la même lampe. Les équa-

tions sont donc exactement les mêmes avec suppression du jeu des indices :

$$\left(\alpha + \frac{\alpha\beta}{\gamma} + \beta\right) u + \varphi(u) = \Phi \qquad (8)$$

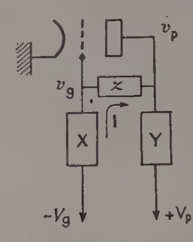


Fig. 8.

avec

$$\Phi = \alpha(V_g + V_p) + \left(\alpha + \frac{\alpha\beta}{\gamma} + \beta\right)(u_0 - V_g).$$

Conclusion : systèmes à couplage gyroscopique (cf. *fig.* 9).

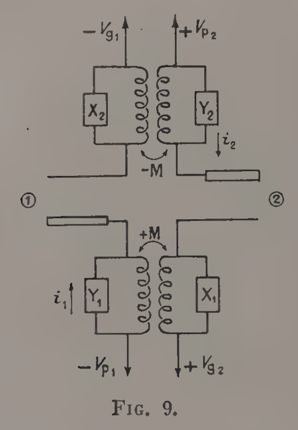


Fig. 9.

Le cas d'une mutuelle permet pour le système couplé général envisagé en (1) la réalisation d'un couplage du type gyroscopique. Imaginons en effet que l'on monte une triode en oscillatrice avec une mutuelle négative entre la grille et la plaque de deux lampes différentes et que l'on achève la liaison du deuxième quadripôle inter-étage avec une mutuelle positive. Les hypothèses sont les mêmes que dans le cas (2). On obtient :

$$\begin{cases} v_{p_1} = V_{p_1} - Y_1\,\varphi(v_g, v_{p_1}) \\ v_{g_2} + V_{g_2} + \dfrac{M}{L}(v_{p_1} - V_{p_1}) = 0 \end{cases}$$

ce qui fournit le système :

$$\boxed{\begin{cases} \dfrac{L}{M}\alpha_2 u_1 + \varphi_2(u_2) = \dfrac{L}{M}\alpha_2(u_{01} - V_{g_1}) \\ \dfrac{L}{M}\alpha_1 u_2 - \varphi_1(u_1) = \dfrac{L}{M}\alpha_1(u_{02} - V_{g_2}). \end{cases}} \qquad (9)$$

On a bien un couplage du type gyroscopique.

B. Résultats topologiques. — A partir de la forme (3) (et des formes dégénérées), nous avons retrouvé tous les schémas classiques d'oscillateurs et noté leur degré de parenté d'après les résultats topologiques.

1) $\boxed{\text{Cas } v_g = -V_g = C^{te}.}$

On a vu précédemment que l'équation différentielle régissant le système avec charge résistive ou réactive était de la forme :

$$\frac{d^2 v_p}{dt^2} + a\frac{dv_p}{dt} + b(v_p - v_{p_0}) = 0 \text{ avec } a,\ b, \text{ positifs.}$$

Cette équation s'écrit sous forme homogène par rapport aux éléments différentiels en posant :

$$x = v_p, \qquad y = \frac{dv_p}{dt}$$

$$\frac{dx}{y} = -\frac{dy}{ay + b(x - v_{p_0})} = dt.$$

Le point $A(v_p = v_{p_0})$ est un foyer ou un nœud (toujours un nœud dans le cas d'une charge purement résistive à cause de la petitesse de la capacité parasite). La droite $ay + b(x - v_{p_0})$ a *toujours* une pente négative. Les courbes intégrales s'enroulent autour de A. En général, les oscillations sont rapidement amorties (cf. *fig.* 10).

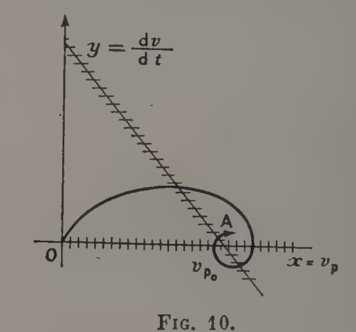


Fig. 10.

2) $\boxed{\textit{Cas d'une mutuelle.}}$

Sous forme dynamique, on a toujours :

$$\frac{dx}{X} = \frac{dy}{Y} = dt$$

avec

$$\begin{cases} X = y \\ Y = -\Psi(x, y), \end{cases}$$

Ψ étant un polynôme dont certains coefficients sont négatifs. D'où possibilité d'oscillations stables. Nous traiterons avec plus de détails le cas classique de la triode oscillatrice.

2a) *Triode oscillatrice.* — Avec l'hypothèse d'une caractéristique rectiligne de la forme :

$$R_i i_p = v_p + a v_g + \mathcal{U}.$$

Les oscillations de la triode sont régies par l'équation différentielle :

$$C \frac{\mathrm{d}^2 v}{\mathrm{d}t^2} + \left[\frac{1}{r} + \frac{1}{R_i}\left(1 + \frac{aM}{L}\right)\right] \frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} + \frac{v}{L} = 0. \qquad (10)$$

Cette équation, si elle met en évidence l'existence d'une résistance négative, fournit une solution stable pour une seule valeur du couplage, alors que l'expérience montre l'existence d'une bande relativement grande pour la variation de ce couplage. D'où nécessité de faire d'autres hypothèses introduisant la non linéarité de la caractéristique triode.

B. van der Pol pose : $\dfrac{1}{R_t} = A - Bv^2$ pour la quantité entre crochets de l'équation (10). De la sorte, les solutions stables apparaissent sous forme de cycles limites dans le plan de phase (v, $\mathrm{d}v/\mathrm{d}t$) ; mais leur recherche s'avère mathématiquement difficile, les isoclines étant constituées par des cubiques. D'autre part, les paramètres sont imprécis. Nous avons utilisé une théorie de définition des courbes sous forme d'association d'arcs continus [1], [2]. Pour cela nous avons divisé le plan en trois bandes — correspondant à trois tronçons de la caractéristique dynamique — la bande centrale de fonctionnement correspondant évidemment à la partie active de la lampe, et nous avons été amenés à utiliser une relation de la forme : $\dfrac{1}{R_t} = \alpha - \beta v$ les paramètres A, B, α, β étant susceptibles de discontinuités dans le passage d'un domaine à un autre du plan de phase. De cette façon, en supposant le courant-grille négligeable, — hypothèse éminemment acceptable, car il y a absence de choc — on trouve, tous calculs faits, l'équation suivante :

$$C \frac{\mathrm{d}^2 v}{\mathrm{d}t^2} + \left[\frac{1}{r'} + \frac{a}{\rho u_0}(u_0 - V_g)\frac{M}{L} - \frac{a}{\rho u_0}\frac{M^2}{L^2} v\right] \frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} + \frac{v}{L} = 0 \qquad (11)$$

Chacun des paramètres ayant une signification physique bien déterminée et déjà définie par ailleurs (une notation avec accent signifie un shunt par ρ).

En posant, pour simplifier l'écriture :

$$\begin{cases} \alpha = \dfrac{1}{r'C} + \dfrac{a(u_0 - V_g)}{\rho u_0} \dfrac{M}{LC} \\ \beta = \dfrac{a}{\rho u_0} \dfrac{M^2}{L^2 C}. \end{cases}$$

On obtient :

$$\frac{\mathrm{d}^2 v}{\mathrm{d}t^2} + (\alpha - \beta v)\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} + \omega_0^2 v = 0 \text{ avec } \omega_1^2 = \frac{1}{LC}$$

soit encore avec

$$\begin{cases} x = v \\ y = \dfrac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} \end{cases} \qquad \boxed{\frac{\mathrm{d}x}{y} = - \frac{\mathrm{d}y}{\omega_0^2 x + (\alpha - \beta x) y} = \mathrm{d}t.} \qquad (12)$$

La discussion relève des méthodes de l'analyse topologique. Une intégrale générale est formée de deux arcs : $(R) \equiv (R_1) + (R_2)$, les (R_1) correspondent aux deux bandes extrêmes $\left(\alpha = \dfrac{1}{r'C}, \beta = 0\right)$, les (R_2) à la bande centrale active. Les isoclines sont constituées par des faisceaux de droites pour les (R_1), d'hyperboles équilatères, dont une asymptote est fixe, pour les (R_2). L'étude des points singuliers montre l'existence d'un nœud ou d'un foyer à l'origine, exceptionnellement d'un centre (correspondant à la condition limite d'entretien). Les cycles limites correspondant aux solutions périodiques sont déterminés par des arcs de (R_1) et (R_2) passant un par point donné d'une séparatrice des régions et qui se recoupent en un même point sur cette séparatrice — à la condition évidente que cette association d'arcs constitue une courbe fermée.

Les résultats sont les suivants (voir *fig.* 11).

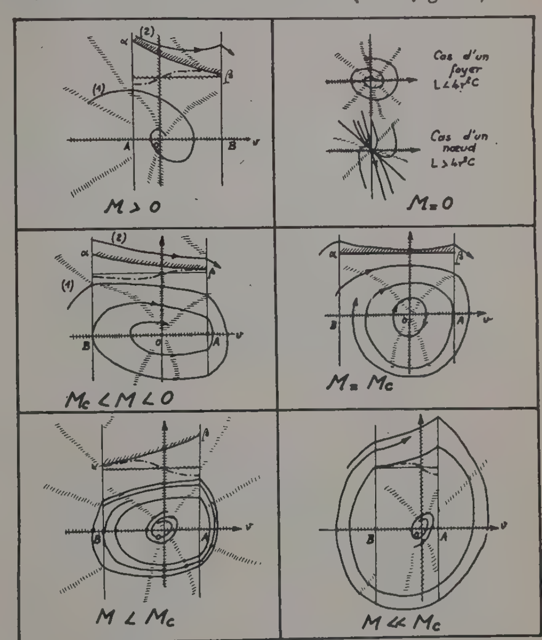


FIG. 11.

$M > 0$: Toute (R) s'enroule autour de l'origine. A correspond à la saturation, B au cut-off, 0 à la polarisation V_g. Les oscillations s'amortissent autour du point moyen de polarisation. Pour une grande valeur du couplage, la bande AB est mince ; l'amortissement est pratiquement régi par les (R_1),

et fortement accentué dans la bande AB. Pour une faible valeur du couplage, les (R) sont pratiquement formés par les (R_2), car AB est large.

$M = 0$: Ce cas est intéressant non parce qu'il correspond à un couplage nul, mais au fonctionnement de part et d'autre de la courbure sur la caractéristique dynamique, et cela quel que soit M. Ce cas fournit les (R_1) qui montrent un blocage à l'origine avec oscillations (cas d'un foyer $L < 4r'^2C$) ou sans oscillations (cas d'un nœud).

$M_c < M < 0$: Les R sont toujours pratiquement formés par les (R_2) car α est toujours positif mais faible ; les tangentes aux isoclines sont peu prononcées ; on a un étalement des (R_2) suivant l'axe des v. Les oscillations toujours amorties persistent davantage.

$M = M_c$: Ici α est nul (ce qui détermine M_c). Les (R_2) présentent un véritable centre à l'origine. Toute (R) s'enroule autour d'une (R_2) extrême tangente à l'une des séparatrices en A. Ce cas correspond à la condition limite d'entretien.

$M < M_c$: C'est le cas général des oscillations stables observables avec la triode. Le centre des (R_2) fait place à un foyer répulsif : les (R_2) se déroulent à partir de l'origine jusqu'au cycle limite qui obligatoirement est formé d'un arc de (R_1). Il semblerait qu'avec la croissance de $|M|$, le cycle enferme une surface de plus en plus grande et que les oscillations aient une amplitude constamment croissante. Mais la bande AB d'existence des (R_2) se rétrécit au fur et à mesure et les (R_1) deviennent prépondérantes avec leur foyer attractif : l'amplitude des oscillations décroît et devient nulle pour de grandes valeurs de M. Il y a étouffement des (R_2) par les (R_1).

Remarque. — Il est important de remarquer que pour qu'il y ait oscillations stables, il ne suffit pas qu'il y ait simplement résistance négative, ce qui correspond à un arc de $\frac{1}{R_1}(v) < 0$, mais aussi que α soit négatif. On a traité sur la figure 12 un exemple théorique avec une 6C5. Les valeurs des paramètres sont les suivantes :

$$a = 20 \quad u_0 = 34 \quad \frac{L}{M} = -0{,}2$$
$$V_p = 300 \quad L = 10^{-3} \quad -\frac{L}{M}V_g = 30$$
$$\rho = 5.10^3 \quad V_g = 6$$
$$r = 10^4 \quad C = 10^{-9} \quad \frac{L}{M}(u_0 - V_g) = -140$$
$$\begin{cases} \alpha = -1{,}2.10^5 \\ \beta = 1{,}6.10^3. \end{cases}$$

Réalisation expérimentale. — A l'illustration de la théorie précédente, il nous a paru utile de réaliser un montage expérimental permettant de visualiser les (R) dans le plan de phase $(v, \mathrm{d}v/\mathrm{d}t)$ (voir *fig.* 13).

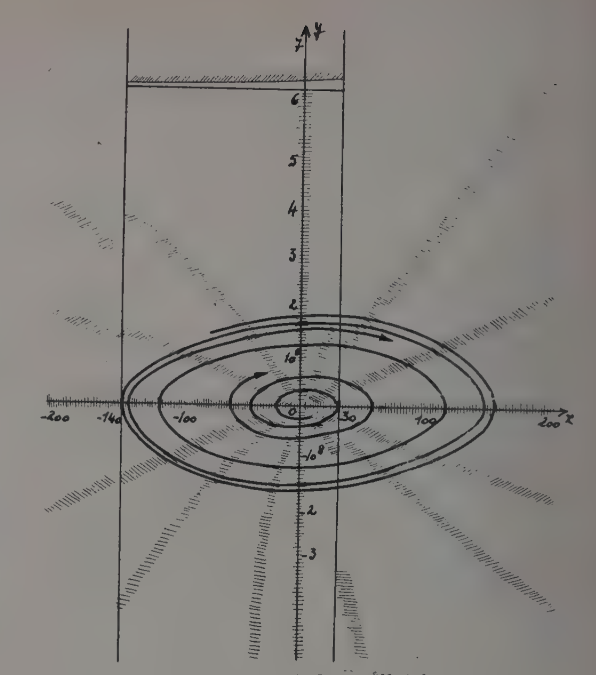


Fig. 12. — Triode oscillatrice.
(Exemple numérique).

$$\begin{cases} \alpha = -1{,}2.10^5 \\ \beta = 1{,}6.10^3 \end{cases}$$
$$a = 20 \quad \rho = 5.10^3 \quad u_0 = 34 \quad V_g = 6$$
$$V_p = 300 \quad r = 10^4 \quad L = 10^{-3} \quad C = 10^{-2}$$
$$\frac{M}{L} = -0{,}2 \quad -\frac{L}{M}V_{g_0} = 30; \quad \frac{L}{M}(u_0 - V_g) = -140.$$

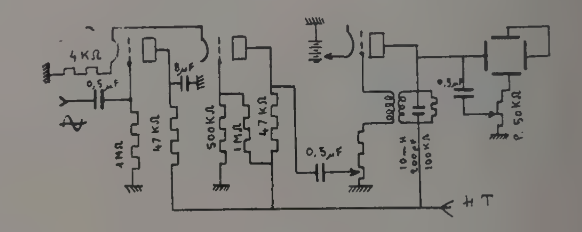


Fig. 13. — Dispositif expérimental.

Une hétérodyne utilisée en BF attaque un étage écréteur. Le signal rectangulaire transmis sur la grille, dont la polarisation fixe sera convenablement choisie, au besoin avec l'aide d'une batterie auxiliaire d'accumulateurs dans la cathode, bloque et débloque périodiquement sous forme de trains d'ondes les oscillations de la triode. En attaquant les deux plaques d'un oscillographe par le signal v et sa dérivée $\mathrm{d}v/\mathrm{d}t$ à travers un étage résistance-capacité (qui peut en plus agir sur la phase sans altérer le phénomène), on peut ainsi visualiser la naissance des oscillations et les cycles limites. Il est très important ici de remarquer que les oscillations observées sont bien les oscillations *libres* de la

triode, et qu'il n'y a aucune perturbation extérieure sous forme de transitoire apportée par un couplage parasite : les oscillations se développent une fois le palier du signal rectangulaire atteint, et jamais avant (voir *fig.* 14 où les plaques d'un oscillographe

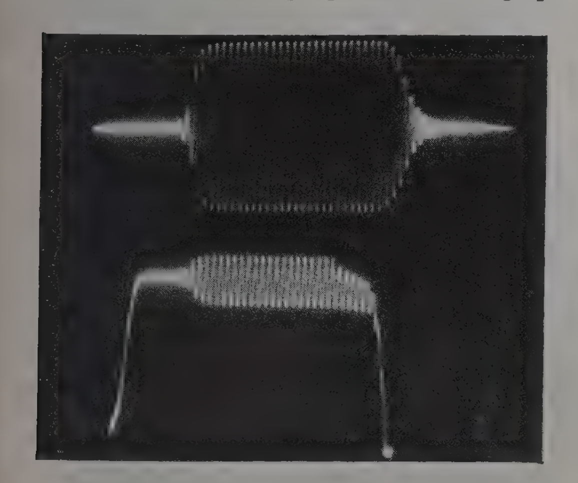


Fig. 14.

à commutateur électronique sont attaquées simultanément par le signal v et le signal rectangulaire appliqué sur la grille). Les autres photographies (*fig.* 15, 16, 17) sont relatives à différents trains d'ondes et cycles limites ; on remarquera sur l'une des photographies les courbes en pointillé (obtenues en modulant la grille de Wehnelt de l'oscillographe à une fréquence très supérieure) qui montrent que la vitesse de l'affixe est pratiquement constante.

3) *Cas d'un couplage interne.*

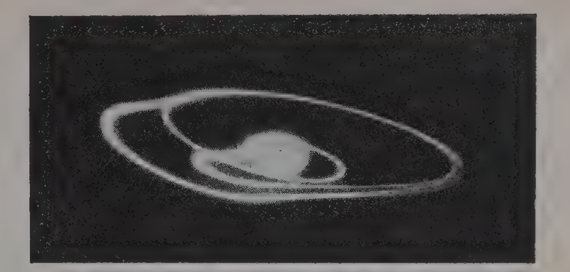
Toujours avec une lampe unique, mais I différent de 0 (couplage grille-plaque par impédance), le système dynamique est d'ordre supérieur. L'étude topologique dépend de la nature de la fonction $\mathcal{A}$ admittance. Il est possible d'obtenir plusieurs points singuliers dans le plan de phase. On peut voir apparaître des phénomènes de choc ; mais ceux-ci résultent de discontinuités propres aux caractéristiques elles-mêmes des lampes. C'est par exemple le cas classique du thyratron.

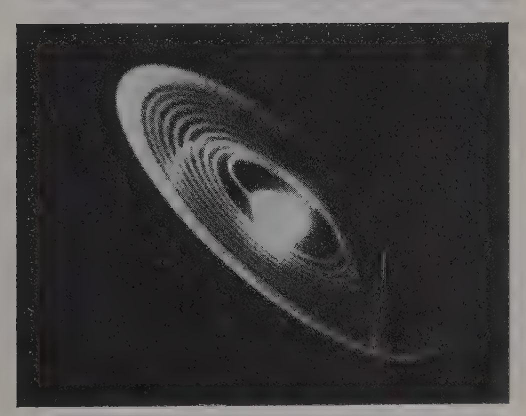
3*a*) *Thyratron.* — Considérons un couplage tel que celui indiqué sur la figure 18. La surface caractéristique, figurée en 19, est telle que la courbe plane $R(v_g, v_p) = 0$ sépare le plan en deux régions : une région (1) pour laquelle $i_p = 0$; une région (2) pour laquelle $i_p = i_0$.

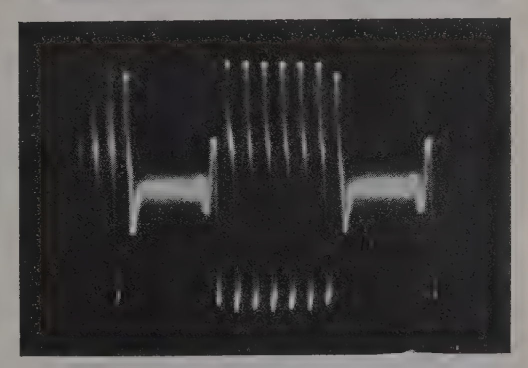
On voit apparaître ici une forme de choc présentée par une discontinuité telle que

$$i_p = i_0 \, \Upsilon[R(v_g, v_p)]$$

Υ étant une fonction échelon de Heaviside.







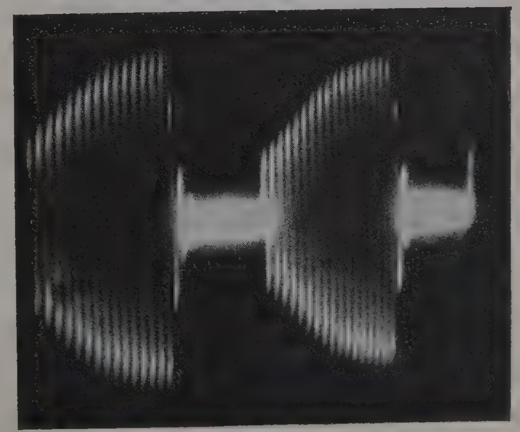
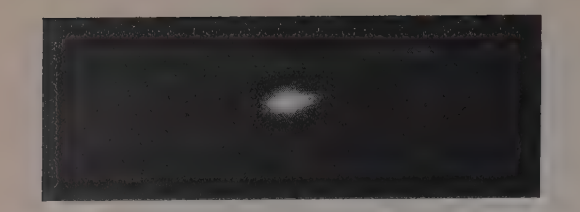


Fig. 15.



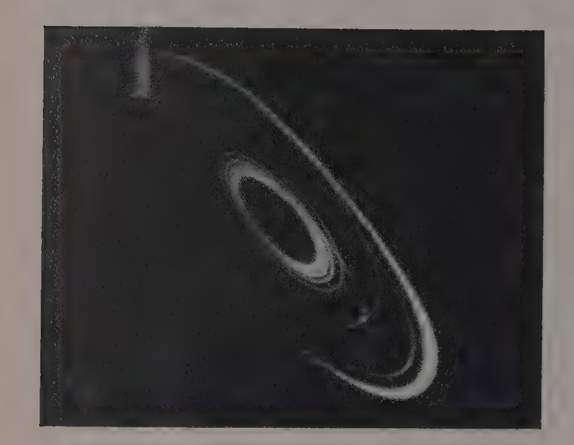
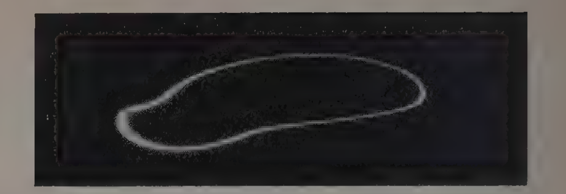


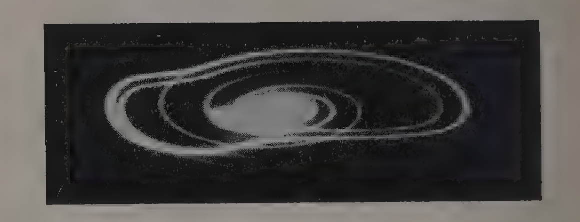




FIG. 16.







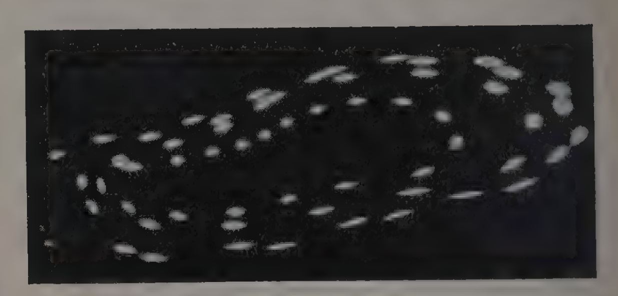


FIG. 17.

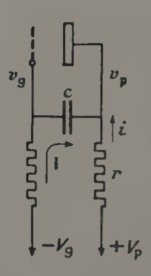


FIG. 18.

On désignera par système de première espèce tout système présentant une telle discontinuité. Une forme de deuxième espèce ferait intervenir une fonction de Dirac et on définirait une mesure

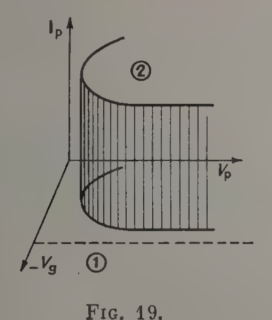


Fig. 19.

$\delta[R(x, y)]$ étendue non plus à une région du plan (ce qui donne le volume d'un cylindre), mais à la limitatrice elle-même (ce qui donne le volume pelliculaire du cylindre). On précisera ces notions dans un prochain article à propos des formes intégro-différentielles expliquant le phénomène de choc dans un multivibrateur.

Pour le thyratron, le système des relations de maille et nodale s'écrit :

$$\begin{cases} v_g + V_g + RC\left(\dfrac{\mathrm{d}v_g}{\mathrm{d}t} - \dfrac{\mathrm{d}v_p}{\mathrm{d}t}\right) = 0 \\ \dfrac{v_g + V_g}{R} + \dfrac{V_p - v_p}{r} = i_0\,\Upsilon[R(v_g, v_p)]. \end{cases}$$

Fig. 20.



Fig. 21.

Résultats. — Si $\mathrm{d}i_p = 0$, dans le plan de phases, on a l'équation d'une droite à pente négative. A la traversée de la séparatrice $R(v_g, v_p) = 0$, la relation $(\mathrm{d}u/\mathrm{d}t,\ u)$ se traduit par un arc de courbe d'allure hyperbolique qui coupe la droite en deux points A et B. La réunion du vecteur BA et de l'arc AB forme un « cycle limite » d'un caractère particulier correspondant aux oscillations en « dents de scie » du thyratron (voir *fig.* 20). On remarquera que la partie droite est le phénomène lent, et la partie courbe, le phénomène rapide (voir *fig.* 21).

4) *Systèmes couplés sans mutuelles.*

Dans le cas général avec deux lampes, le système s'écrit :

$$\frac{\mathrm{d}x}{X} = \frac{\mathrm{d}y}{Y} = \frac{\mathrm{d}t}{T}$$

X, Y, sont des polynômes à coefficients positifs ou négatifs. Si le système couplé est de structure symétrique, on a : $X_{jk}(x, y) = Y_{kj}(y, x)$. Le couplage avec deux lampes introduit obligatoirement une courbe de choc $T(x, y) = 0$ caractéristique de la non-linéarité. En effet, le système couplé le plus simple s'écrivant :

$$\begin{cases} a\dot{x} + b\dot{y} + c = 0 \\ a'\dot{x} + b'\dot{y}' + c' = 0 \end{cases} \quad \text{et} \quad T = ab' - ba'$$

l'un au moins des coefficients a, a', b, b', est fonction de x (ou de y) puisqu'il contient i_p ou $\mathrm{d}i_p/\mathrm{d}t$, ce qui correspond au fonctionnement d'une lampe. On a étudié des cas particuliers classiques ou intéressants tels que : multivibrateur, Ecclès-Jordan, bascule généralisée.

4a) *Multivibrateur.* — Dans le schéma théorique général on fera :

$$X = R\,; \quad Y = r\,; \quad Z = 1/Cp.$$

Le système est de structure symétrique. On a :

$$\begin{cases} X \equiv \beta_j u_j^* - \alpha_k u_k u_k^* \\ Y \equiv \beta_k u_k^* - \alpha_j u_j u_j^* \quad \text{avec } u^* = u - u_0 + V_g \\ T \equiv \alpha_j \alpha_k u_j u_k - \beta_j \beta_k \end{cases}$$

$$\alpha_j = \frac{r_j' R_j C_j a_j}{\rho_{0j} u_{0j}}\,; \quad \beta_j = C_j(R_i + r_j').$$

Dans le plan des x, y, les isoclines de base du système sont deux paraboles à axes rectangulaires d'équations :

$$X \equiv -\alpha_2 y^2 + \alpha_2 y(u_{02} - V_{g_2}) + \beta_1 x - \beta_1(u_{01} - V_{g_1})$$
$$Y \equiv -\alpha_1 x^2 + \alpha_1 x(u_{01} - V_{g_1}) + \beta_2 y - \beta_2(u_{02} - V_{g_2})$$

et la courbe de choc une hyperbole équilatère d'équation :

$$T \equiv \alpha_1 \alpha_2 xy - \beta_1 \beta_2.$$

État statique. — Cet état correspond au système purement résistif. Il fait apparaître un seul point d'absorption à l'intersection de :

$$x - u_{01} + V_{g_1} = y - u_{02} + V_{g_2}.$$

Le système écoule par cette position l'énergie fournie par les sources de tension continue, c'est le seul point d'équilibre, lorsqu'il existe, que le multivibrateur puisse atteindre.

État dynamique. — La capacité de liaison introduit une transformation faisant apparaître une courbe de choc

$$T = \left\|\begin{matrix}\alpha_1 x & \beta_1 \\ \beta_2 & \alpha_2 y\end{matrix}\right\| {}^{(1)}.$$

Si on désigne par $|\overline{U}| = \left|\begin{matrix}\overline{X} \\ \overline{Y}\end{matrix}\right|$

avec

$$\overline{X} = y - u_{02} + V_{g_2}; \quad \overline{Y} = x - u_{01} + V_{g_1}$$

le système statique, le système dynamique s'écrit : $|U| = \left|\begin{matrix}X \\ Y\end{matrix}\right| = |T|\,|\overline{U}|$. Le régionnement des points

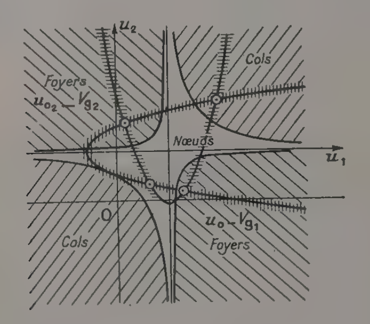


Fig. 22.

singuliers (cf. *fig.* 22) fait apparaître trois régions délimitées par deux hyperboles équilatères. Les isoclines de base sont constituées par deux paraboles à axes rectangulaires. Les trois points d'intersection — autres que celui du système statique — sont sur la frontière (trait pointillé fort) une hyperbole équilatère rapportée à ses axes. Deux de ces points sont foyers ou nœuds attractifs pour le système. Mais étant situés sur la courbe de choc, ils ne peuvent constituer des positions d'équilibre ; le système reçoit en ces points des impulsions. C'est l'aspect caractéristique de ce genre d'oscillations dites « de déferlement ».

L'étude complète des courbes intégrales comprend cinq cas correspondant à cinq positions remarquables de la polarisation fixe de grille V_g :

$-V_g > 0$; $V_g = 0$; $-u_0 < -V_g < 0$; $V_g = u_0$; $V_g > u_0$.

(1) Une double barre indique qu'il s'agit du déterminant de la matrice (barre simple).

Les figures 23 et 24 sont relatives à $V_g = 0$ (23 : caractéristique parabole entière — 24 : cas réel) — 25, 26, sont relatives à V_g très négatif — 27, 28, à $0 > -V_g > -u_0$.

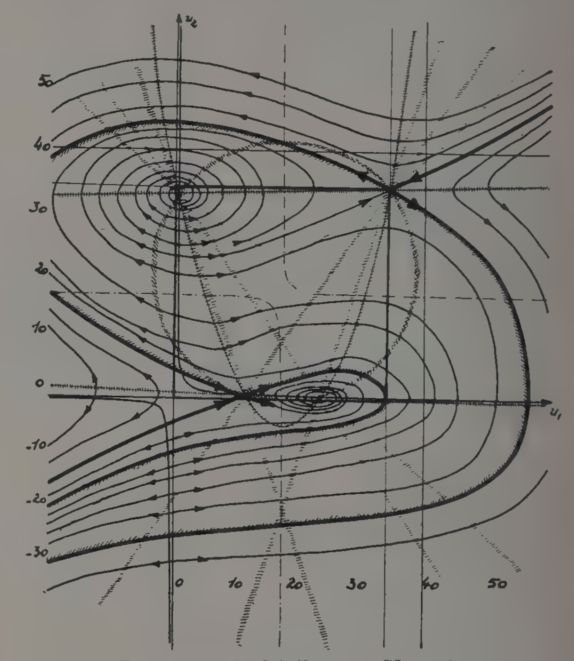


Fig. 23. — Multivibrateur $V_g = 0$.
(Hypothèse de la caractéristique parabolique).

$X = -1{,}88y^2 + 64y + x - 34 \qquad \alpha_1 = 0{,}53.10^{-3}$
$Y = -0{,}53x^2 + 18x + 4y - 136 \qquad \beta_1 = 10^{-3}$
$T = \quad xy - 4 \qquad \alpha_2 = 1{,}88.10^{-3}$
$\beta_2 = \quad 4.10^{-3}.$

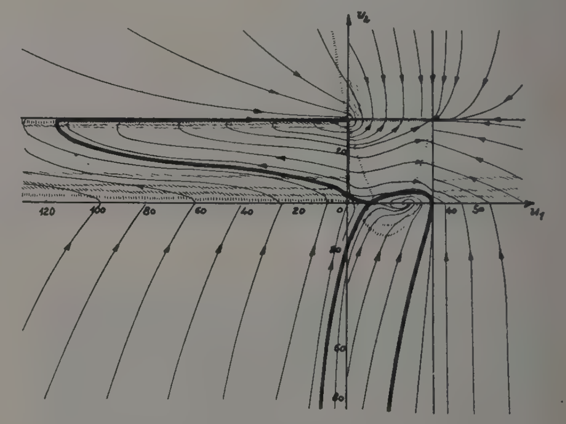


Fig. 24. — Multivibrateur $V_g = 0$.
(Hypothèse de la caractéristique réelle).

La figure 29 montre le fonctionnement complet du multivibrateur.

Les photographies suivantes : figure 30, sont relatives à $v_g(t)$, fournissent des indications sur la vitesse, par stroboscopie du phénomène — figures 31

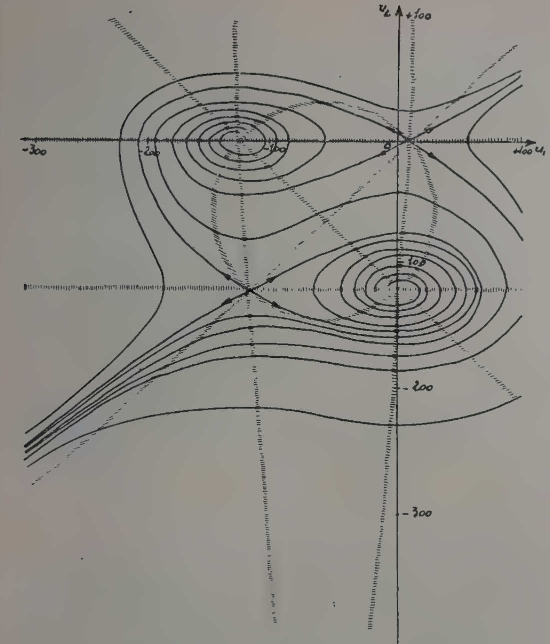


FIG. 25. — Multivibrateur $V_g = -154$ V.
(Hypothèse de la caractéristique parabolique).

$$X = -1{,}88y^2 - 226y + x + 120$$
$$Y = -0{,}53x^2 - 64x + 4y + 480$$
$$T = xy - 4$$
$$\alpha_1 = 0{,}53.10^{-3} \qquad \alpha_2 = 1{,}88.10^{-3}$$
$$\beta_1 = 10^{-3} \qquad \beta_2 = 4.10^{-3}.$$

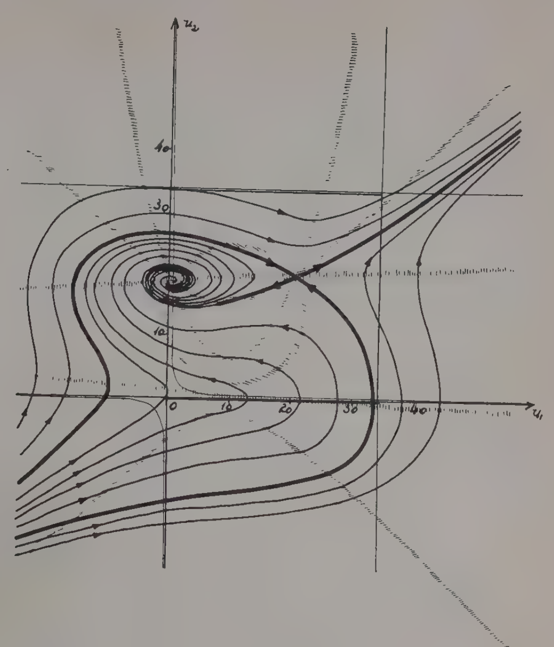


FIG. 27. — Multivibrateur $V_g = -14$ V.
(Hypothèse de la caractéristique parabolique).

$$X = -1{,}88y^2 + 37{,}6y + x - 20$$
$$Y = -0{,}53x^2 + 10{,}6x + 4y - 80$$
$$T = xy - 4$$
$$\alpha_1 = 0{,}53.10^{-3} \qquad \alpha_2 = 1{,}88.10^{-3}$$
$$\beta_1 = 10^{-3} \qquad \beta_2 = 4.10^{-3}.$$

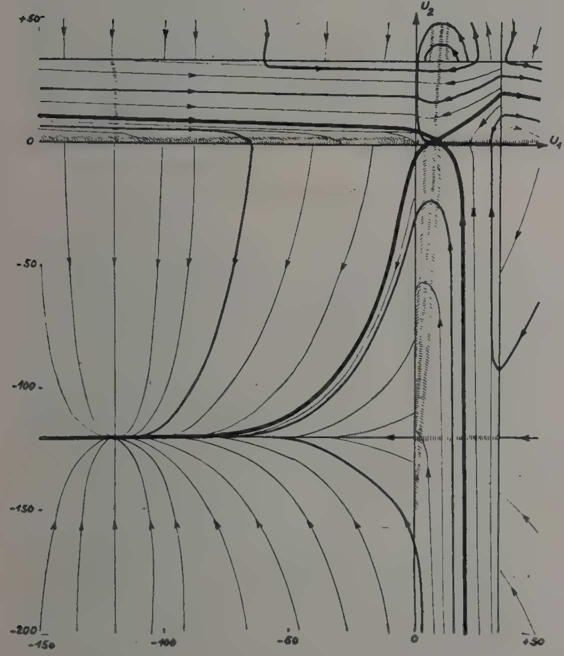


FIG. 26. — Multivibrateur $V_g = -154$ V.
(Hypothèse de la caractéristique réelle).

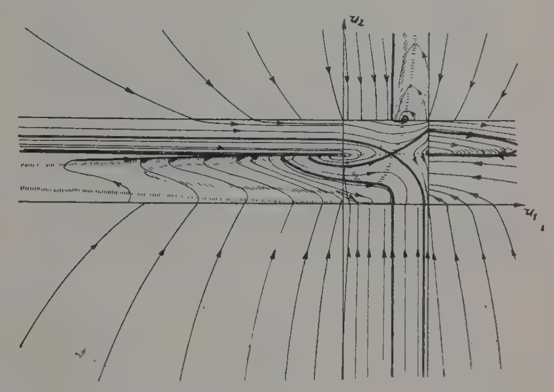


FIG. 28. — Multivibrateur $V_g = -14$ V.
(Hypothèse de la caractéristique réelle).

et 32, sont relatives à $v_p(t)$ et (v_{p1}, v_{p2}), indications sur la vitesse — figure 33, sont relatives à (v_{g1}, v_{g2}) à partir d'une condition initiale très négative.

État de choc. — L'évolution ultérieure de l'affixe arrivant sur la frontière dépend d'une autre loi conséquente de nouveaux paramètres. Ces paramètres, préexistants ne peuvent se manifester avec l'approximation du 1er ordre, parce que court-circuités par les éléments relatifs au 1er ordre. Ils

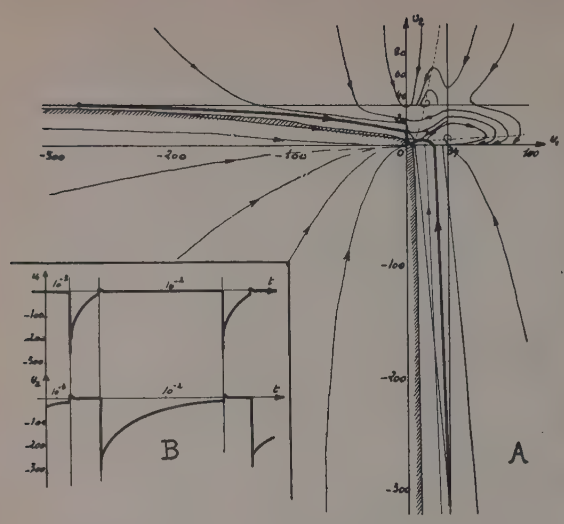


FIG. 29. — Multivibrateur.

$$\begin{array}{ll} V_{p_1} = V_{p_2} = 300 & \rho_{01} = \rho_{02} = 5.10^3 \\ a_1 = a_2 = 20 & u_{01} = u_{02} = 34 \\ r_1 = 4.10^4 & r_2 = 2.10^4 \\ R_1 = 10^6 & R_2 = 2.10^6 \\ C_1 = 10^{-9} & C_2 = 2.10^{-9}. \end{array}$$

$$\begin{cases} X = 0{,}25x - 0{,}47y^2 \\ Y = y - 0{,}13x^2 \\ T = xy - 4. \end{cases}$$

B) Résultats expérimentaux → Fréquence ~ 80 p/s.



FIG. 30.



FIG. 31.



FIG. 32.

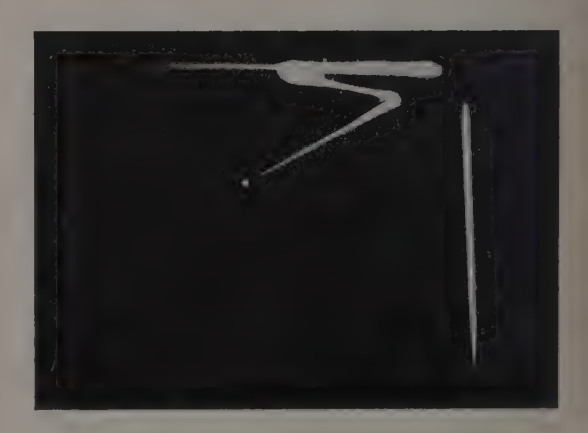


FIG. 33.

font apparaître un système d'ordre supérieur que nous étudierons d'une façon rigoureuse dans un autre article. On se bornera ici à signaler que l'état de choc s'apparente à un aspect H. F. du système, alors que l'approximation du 1er ordre correspondrait à un aspect B. F. On peut expliquer les nouvelles courbes intégrales par modification du dipôle dans le circuit-grille — ou par l'existence d'un courant-grille :

En posant :

$$\frac{1}{\sigma_i} = \frac{1}{r'_k}\left(1 + \frac{\gamma_i}{C_k}\right) + \frac{1}{R'_k}$$

avec

$$R'_i = \frac{\varepsilon_k R_i}{\varepsilon_k + R_i}.$$

On aboutit au système :

$$\gamma_i \frac{d^2u_i}{dt^2} + \frac{a_k u_k}{\rho_{0k} u_{0k}} \cdot \frac{du_k}{dt} + \frac{1}{\sigma_i} \frac{du_i}{dt} + \frac{u_i^*}{r'_k R'_k C_k} = 0.$$

$R_i \rightarrow (R_i, \varepsilon_K, \gamma_K)$

FIG. 34.

Le fonctionnement B. F. correspondrait à $\gamma = 0$; $\varepsilon = \infty$.

Le fonctionnement H. F. correspondrait à : $R = \infty$.

4*b*) *Ecclès-Jordan.* — Il constitue un système couplé plus général que le multivibrateur. Le dipôle de liaison d'impédance $Z = \dfrac{R}{1 + RCp}$ introduit une transformation telle que certains points singuliers (deux au moins) ne sont pas sur la courbe de choc, et, sous certaines conditions, résultant d'un choix judicieux des paramètres, peuvent constituer des positions d'équilibre stable.

On n'insistera pas davantage sur ce système, car les résultats obtenus nous ont servi à la conception et à la réalisation d'un système de bascule plus complexe à quatre positions d'équilibre stable. L'Ecclès-Jordan apparaît dès lors comme un cas particulier.

4*c*) *Bascule généralisée* [4]. — Dans le schéma théorique général on fait :

$$X = R\,; \quad Y = r\,; \quad Z = \frac{A + Bp}{C + Dp}.$$

Le système est de structure symétrique ; on a :

$$\begin{array}{l|l} X \equiv \dot{b}_1 A_{21} - \dot{a}_2 A_{12} & \dot{a}_i = D_i \dfrac{r_i^* a_i u_i}{\rho_{0i} u_{0i}} \\ Y \equiv \dot{b}_2 A_{12} - \dot{a}_1 A_{21} & \dot{b}_i = \dfrac{B_i}{R_i} + \left(1 + \dfrac{r'_i}{R_i}\right) D_i \\ T \equiv \dot{a}_1 \dot{a}_2 - b_1 \dot{b}_2 & A_{ik} = C_i \dfrac{r'_i a_i u_i^2}{2\rho_{0i}\, u_{0i}} \\ & \quad + \left[\dfrac{A_i}{R_i} + C_i\left(1 + \dfrac{r'_i}{R_i}\right)\right] u_k^* \ldots \\ & \quad - C_i(V_{gk} + V_{pi}). \end{array}$$

Dans le plan des x, y, les isoclines de base du système sont deux cubiques dont les équations sont de la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} X \equiv -\alpha_1 x^2 y + \beta_1 y^2 + \gamma_1 x + \delta_1 y - \varepsilon_1 \\ Y \equiv -\alpha_2 x y^2 + \beta_2 x^2 + \gamma_2 y + \delta_2 x - \varepsilon_2 \end{array} \right.$$

et la courbe de choc une hyperbole équilatère d'équation :

$$T \equiv \frac{\dot{a}_1 \dot{a}_2}{u_1 u_2} xy - \dot{b}_1 \dot{b}_2.$$

Si l'on fait la synthèse des dipôles dont l'impédance est une fonction homographique de la fréquence complexe, on trouve les deux formes en échelle suivantes : (voir *fig.* 35).

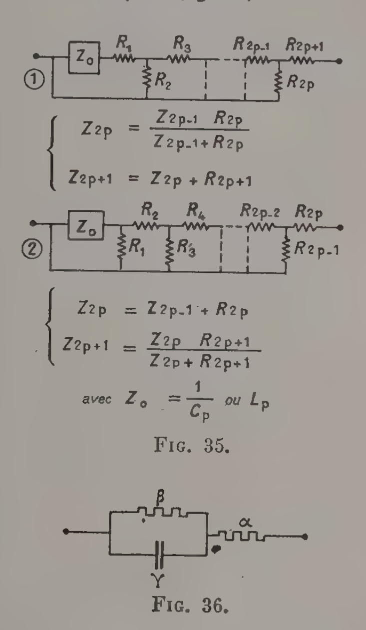


FIG. 35.

FIG. 36.

Pour l'étude présente nous avons choisi le dipôle général le plus simple suivant : (voir *fig.* 36).

$$Z(p) \equiv \alpha + \frac{\beta}{1 + \beta\gamma p} \quad \left\{ \begin{array}{l} A/D = \dfrac{\alpha + \beta}{\beta\gamma} \\ B/D = \alpha \\ C/D = \dfrac{1}{\beta\gamma}. \end{array} \right.$$

État statique. — Cet état correspond au système purement résistif. Il fait apparaître quatre positions d'équilibre à l'intersection de deux paraboles à axes rectangulaires, donc cocycliques :

$$\left\{ \begin{array}{l} \overline{X} \equiv \alpha_1 x^2 + \dfrac{\gamma_2}{\varepsilon_2} \delta_1 y - \delta_1 \\ \overline{Y} \equiv \alpha_2 y^2 + \dfrac{\gamma_1}{\varepsilon_1} \delta_2 x - \delta_2. \end{array} \right.$$

État dynamique. — Le système décrit une courbe intégrale à partir d'un état initial donné. La loi du mouvement correspondant au système différentiel complet du 1er ordre est le résultat de la présence des éléments purement réactifs. Ces éléments introduisent une transformation faisant apparaître la courbe de choc. Mais sous certaines conditions, les points singuliers statiques peuvent conserver leur

caractère de nœuds ou foyers stables pour le système dynamique, et constituer par conséquent des positions d'équilibre que le système physique atteint effectivement.

Ces conditions sont de deux sortes :

1° Synthèse d'un montage permettant d'avoir une caractéristique parabole entière.

2° Compromis à réaliser entre les divers paramètres qui se traduit par un rayon minimum du cercle des positions d'équilibre (car trois points se trouvent au delà du cut-off en général).

La figure 37 montre le régionnement *a priori* des points singuliers. On trouvera des cols pour :

$$(\gamma_1 - 2\alpha_1 xy)(\gamma_2 - 2\alpha_2 xy) - (\delta_1 + 2\beta_1 y - \alpha_1 x^2)(\delta_2 + 2\beta_2 x - \alpha_2 y^2) < 0$$

des foyers pour :

$$[\gamma_1 - \gamma_2 - 2(\alpha_1 - \alpha_2)xy]^2 + 4(\delta_1 + 2\beta_1 y - \alpha_1 x^2)(\delta_2 + 2\beta_2 x - \alpha_2 y^2) < 0$$

et des nœuds dans la région résiduelle.

Cherchons les conditions de stabilité de l'équilibre.

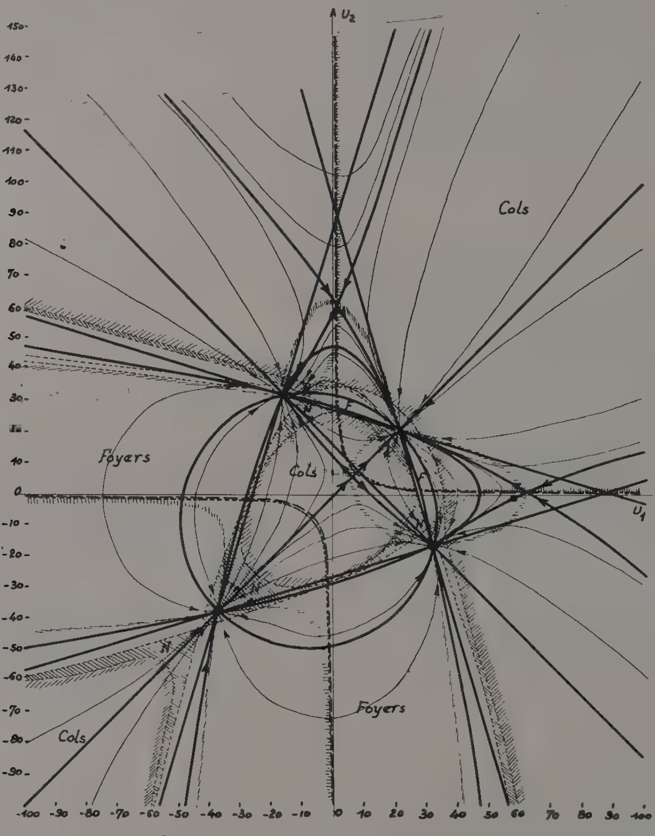


FIG. 37. — Basculateur symétrique.

$X = -0{,}22x^2y - 2{,}4y^2 + 25{,}4x + 168y - 110g$
$Y = -0{,}22xy^2 - 2{,}4e^2 + 25{,}4y + 168x - 110g$
$T = xy - 50$

La transformation introduite par $T(x, y)$ conserve les points d'absorption qui prennent le caractère de nœuds, foyers ou cols et introduit de nouveaux points singuliers sur la courbe de choc. Mais on ne peut rien conclure sur la stabilité des premiers points (d'absorption). L'introduction de $T(x, y)$ permet seulement alors de statuer sur la nature complète de ces points. Les conditions de stabilité, qui doivent être satisfaites simultanément sont :

1° Le point singulier doit être statique (non sur la frontière).

$$\bar{X} = \bar{Y} = 0.$$

2° Il doit être attractif dans une région positive de $T(x, y)$ ou répulsif dans une région négative :

$$\|T\|\,(X'_x + Y'_y) < 0.$$

3° Enfin, il ne doit pas être un col :

$$\|T\|\,(\bar{X}'_x \bar{Y}'_y - \bar{X}'_y \bar{Y}'_x) > 0.$$

Le compromis à réaliser dans le choix des divers paramètres en présence constitue une difficulté majeure du problème en vue de la réalisation expérimentale. Mais son étude est intéressante car elle permet une synthèse de la bascule à partir d'une base de départ d'ordre purement mathématique. Examinons successivement les diverses conditions :

1° La caractéristique doit être parabolique de part et d'autre du cut-off avec une symétrie rigoureuse pour les deux branches. On verra plus loin le montage à réaliser pour satisfaire à cette première condition.

2° Le choix de la haute tension plaque fixe le cut-off et par voie de conséquence le carré actif de côté $2u_0$ (la surface est quadruple ici comparativement aux cas envisagés précédemment) à l'intérieur duquel doivent se trouver les positions d'équilibre. En d'autres termes, le cercle des positions d'équilibre doit avoir un rayon minimum.

3° $\overline{X}$, $\overline{Y}$, coupent les axes en des points d'abscisses $\sqrt{\frac{\delta}{\alpha}}$, d'ordonnées $\frac{\varepsilon}{\gamma}$. Une bonne marge consiste à prendre $\frac{\delta}{\alpha} = \frac{u_0^2}{2}$.

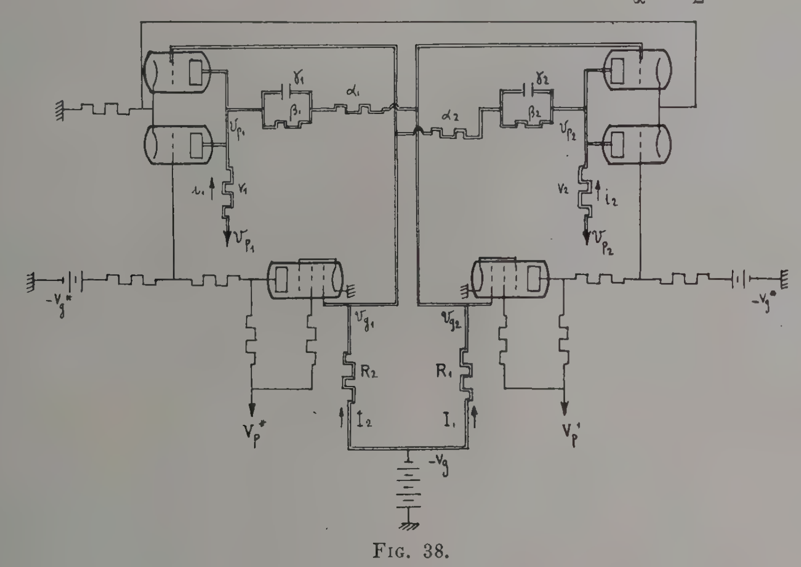


FIG. 38.

4° Enfin pour que les paraboles se coupent, il faut : $\frac{\varepsilon}{\gamma} > \sqrt{\frac{\delta}{\alpha}}$. On déterminera d'abord la polarisation fixe V_g par l'équation :

$$\Sigma\,(u_0 - V_g) + V_g + V_p = \frac{ar'u_0}{4\rho_0}$$

avec

$$\Sigma = \frac{1}{R}(\alpha + \beta + r' + R)$$

(α, β = résistances du dipôle de liaison).

Le compromis à réaliser résulte de la double inégalité :

$$\frac{2\rho_0 u_0}{ar'}\,\Sigma < u_0 - V_g)\Sigma + V_g + V_p < \frac{ar'u_0}{4\rho_0}$$

et la condition majeure, indépendamment de la polarisation, qui fixe le choix des lampes et des résistances de liaison est :

$$\rho_0\Sigma < \sqrt{8}\,ar'.$$

Application numérique. — On a effectué cette synthèse en prenant des 6C5 (schéma symétrique)

$$V = 300 \rightarrow u_0 = 34. \quad \text{On trouve : } V_g = 84.$$

Les inégalités précédentes sont vérifiées pour $\alpha = \beta = R = 5.10^4$ ($r = 2.10^4$).

Les coefficients des cubiques de base sont :

$\alpha = 0{,}22 \quad \beta = -2{,}4 \quad \gamma = 25{,}4 \quad \delta = 168 \quad \varepsilon = 1\,109.$

On vérifie que :

$$\sqrt{\frac{\delta}{\alpha}} = 27{,}5 < 34 \qquad \frac{\varepsilon}{\gamma} = 47{,}5 > 27{,}5.$$

État de choc. — L'état de choc ne présente pas grand intérêt ici. Il y a choc lorsque la frontière devient attractive pour l'affixe se déplaçant sur une intégrale du système. Dans le cas optimum de quatre positions d'équilibre stable, cela n'est réalisé que pour des v_g supérieurs aux potentiels des cols extrêmes et pour des conditions initiales intérieures à la zone aiguë des séparatrices ; cela est pratiquement impossible puisque le potentiel des cols est bien supérieur à celui de la saturation, et que par conséquent nous nous trouvons en dehors du carré actif. La frontière est donc répulsive. Il est à remarquer qu'avec un autre choix de para-

mètres réalisant deux positions d'équilibre stable et des cols à l'intérieur de la zone active, la frontière peut devenir attractive sur certains arcs de $T(x, y)$ et il y a choc. C'est le cas d'un Ecclès-Jordan qui fonctionne en multivibrateur ; les deux positions d'équilibre ne sont pas atteintes.

Étude du montage expérimental. — On a étudié et réalisé un dispositif expérimental à six lampes (4 6C5, 2 6AQ5) généralisant le schéma de la bascule classique Ecclès-Jordan. Ce montage est équivalent à celui de deux lampes triodes couplées, tel qu'il a été étudié dans la théorie du début. Le rôle d'une lampe triode unique à caractéristique parabole entière est ici joué par trois lampes, une pentode reliée par un montage en pont aux deux triodes (voir *fig.* 38) : v_p est pris aux bornes communes des plaques des 6C5, v_g est la tension de court-circuit entre la grille de commande de

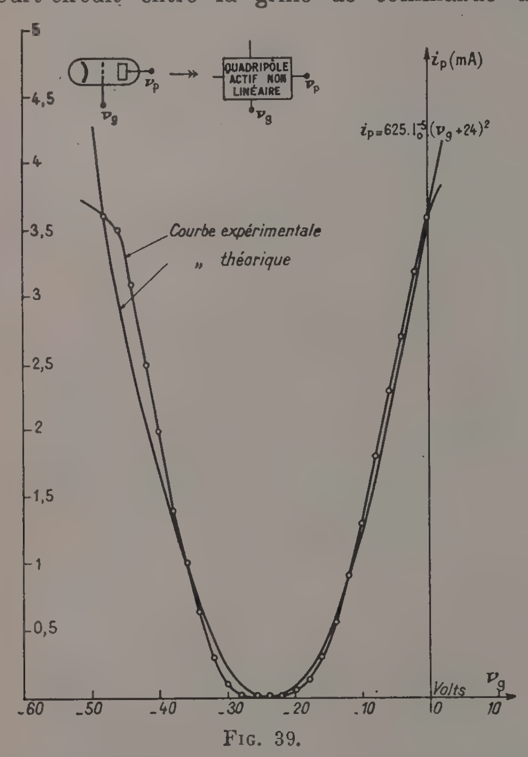


FIG. 39.

la 6AQ5 et la grille de commande de la 6C5 (l'autre grille est reliée au pont).

La polarisation fixe du pont est choisie égale à $-2u_0$, les valeurs des résistances réalisent un courant plaque $i_p = 0$ pour $v_g = -u_0$. Enfin, une liaison inter-cathodes (des quatre 6C5) permet un meilleur équilibrage et une meilleure symétrie, mais n'est pas absolument nécessaire ; nous n'en avons d'ailleurs pas tenu compte dans la théorie, nous bornant à considérer les cathodes comme sources d'émission des électrons.

On peut voir sur la figure 39 la comparaison entre la parabole théorique $i_p = 625.10^{-5}(v_g + 24)^2$ et la parabole expérimentale pour une charge résistive de 66 KΩ. Dans les conditions les plus défavorables, l'erreur relative maxima est de 5 % pour v_g, 10 % pour i_p.

La triode unique équivalente à caractéristique complète, aurait les paramètres suivants :

$$a = 22{,}5 \qquad \rho = 9{,}4.10^3 \qquad u_0 = 24.$$

Les équations de la bascule sont les suivantes :

$$\left[\begin{array}{l} X \equiv -0{,}375x^2y - 2{,}33y^2 + 7{,}2x + 158y - 355 \\ Y \equiv -0{,}375xy^2 - 2{,}33x^2 + 7{,}2y + 158x - 355 \\ T \equiv xy - 5{,}06. \end{array}\right.$$

Le système à l'état statique fournit pour les quatre positions d'équilibre stable les paraboles suivantes :

$$\left[\begin{array}{l} \bar{X} \equiv 0{,}375x^2 + 3{,}21y - 158 \\ \bar{Y} \equiv 0{,}375y^2 + 3{,}21x - 158. \end{array}\right.$$

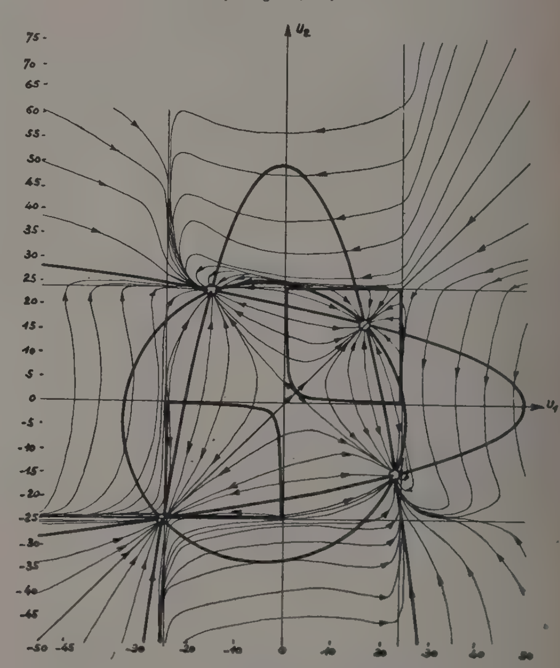


FIG. 40. — Bascule expérimentale.

$$\left\{\begin{array}{l} X = -0{,}375x^2y - 2{,}33y^2 + 7{,}2x + 158y - 355 \\ Y = -0{,}375xy^2 - 2{,}33x^2 + 7{,}2y + 158x - 355 \\ T = xy - 5{,}06. \end{array}\right.$$

Sur la figure 40 on a représenté l'allure des courbes intégrales du système réel. On peut par comparaison avec la figure 37 en déduire les modifications entraînées par les paliers de saturation en dehors du carré actif. Sur la figure 41 enfin, les positions expérimentales d'équilibre très voisines des positions théoriques (l'écart n'excède pas 2 volts pour un rayon du cercle égal à 29 volts) semblent

confirmer pleinement la théorie. La figure 42 montre ces mêmes points d'équilibre expérimentaux sur l'écran d'un oscillographe cathodique.

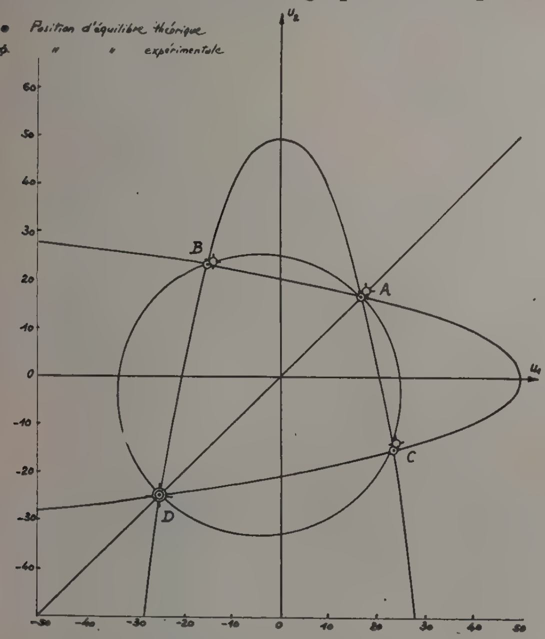


FIG. 41. — Bascule symétrique expérimentale. (Graphique comparatif).



FIG. 42.

5) *Systèmes couplés avec mutuelles.*

L'introduction de mutuelles permet de rendre négatifs certains coefficients des éléments différentiels du système. Considérons par exemple, le système à couplage gyroscopique :

$$\begin{cases} \dfrac{L}{M}\alpha_2 u_1^* + \varphi_2(u_2) = 0 \\ \dfrac{L}{M}\alpha_1 u_2^* - \varphi_1(u_1) = 0. \end{cases}$$

Ce système est non linéaire du second ordre. On en verra l'étude complète dans un prochain article à propos de la résolution des formes dérivées du deuxième ordre. Mais d'ores et déjà, la partie relative au premier ordre d'un tel système présente, au signe d'un élément différentiel près, une analogie formelle avec le multivibrateur. On dira que le gyroscope est un système pseudo-orthogonal du multivibrateur. Une pareille transformation (pseudo-orthogonale) modifie considérablement la disposition des points singuliers, de la courbe de choc, et des courbes intégrales : un foyer donne lieu à un col et inversement, une courbe de choc dans une région active de la lampe peut être rejetée dans une région passive, une région d'oscillations à déferlement (de caractère impulsionnel) peut donner lieu à des oscillations sous forme de cycles limites ne rencontrant plus la frontière, et d'une extrême stabilité.

Nous sommes heureux de remercier M. Th. Vogel, Directeur de Recherches au C. N. R. S., pour les fructueuses discussions que nous avons eues au cours de ce travail, ainsi que M. J. Brunel pour l'aide efficace qu'il nous a apportée dans l'exécution des mesures et des montages.

Manuscrit reçu le 26 mai 1956.

BIBLIOGRAPHIE

[1] VOGEL Th.), Sur certaines oscillations à déferlement. *Ann. Télécommunic.*, Fr. (juillet 1951), **6**, n° 7, pp. 182-190.

[2] VOGEL (Th.), Les méthodes topologiques des discussions des problèmes aux oscillations non linéaires. *Ann. Télécommunic.*, Fr. (janvier 1951), **6**, n° 1, pp. 2-9.

[3] SIDERIADES (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1784-1787.

[4] SIDERIADES (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1583-1586 et 1704-1707.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11
TOME 17, NOVEMBRE 1956, PAGE 176 A

APPLICATION DE LA RÉTRODIFFUSION DU RAYONNEMENT GAMMA A LA MESURE DES DENSITÉS DE SOLS

Par J. JACQUESSON,
Laboratoire des Rayons X, Paris.

Sommaire. — L'application immédiate d'un principe d'homothétie conduit à la notion fondamentale de distance critique source-détecteur. La détermination expérimentale du taux de comptage en fonction de la distance pour une densité déterminée permet de choisir la distance optimum source-détecteur et d'étalonner le dispositif en fonction de la densité.

1. **Introduction.** — Le rayonnement gamma offre de nombreuses possibilités dans le domaine des examens non destructifs de matériaux [1].

Chaque fois qu'il est possible on utilise une méthode par transmission en plaçant l'échantillon à étudier entre la source de rayonnement et le détecteur.

Néanmoins il est parfois impossible de procéder de la sorte et on utilise alors le rayonnement diffusé vers l'arrière. Ce procédé trouve une application courante dans les mesures de densité ou de compactage de sols.

L'objet de la présente étude est d'établir dans ce dernier cas — plus complexe que celui d'une mesure par transmission — quelle est la relation entre la densité du sol et le taux de comptage du détecteur.

2. **Principe d'homothétie.** — Schématiquement le détecteur D et la source S reposent sur le sol à une distance fixe l'un de l'autre. Le détecteur, protégé du rayonnement direct de la source par un écran, enregistre les photons gamma qui l'atteignent après une ou plusieurs diffusions Compton dans le sol (*fig.* 1).

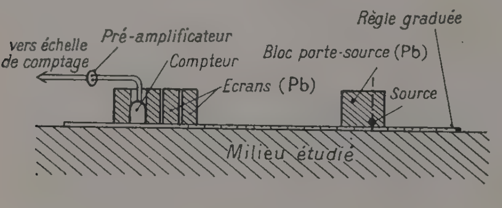


Fig. 9.

Le taux de comptage est fonction de la densité du sol. Nous supposerons que les sols à étudier ont la même composition chimique [1] mais présentent des densités différentes. Il s'agit de fixer au mieux la distance SD pour que le taux de comptage dépende de la densité de la manière la plus sensible.

Le libre parcours moyen d'un photon gamma d'énergie E est égal à :

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma}.$$

N nombre d'électrons par cm³ de sol,

σ section efficace (par électron) d'interaction Compton pour l'énergie E du photon considéré.

Il en résulte que les libres parcours moyens des photons successivement diffusés étant inversement proportionnels à N, sont aussi inversement proportionnels à la densité du sol. Il en est de même pour les libres parcours moyens relatifs à l'effet photoélectrique qui peut éventuellement amener la disparition du photon. Par conséquent, les trajets des photons dans deux milieux de densités, d_1 et d_2, tels que $d_2 = kd_1$ peuvent être considérés comme homothétiques l'un de l'autre dans le rapport $1/k$.

Si l'on trace expérimentalement la courbe :

$$Y_1 = F_1(x_1). \tag{1}$$

Y_1 nombre de coups enregistrés par le détecteur en fonction de x_1, distance SD, pour le milieu de densité d_1, on en déduira la courbe :

$$Y_2 = F_2(x_2) \tag{2}$$

pour le milieu de densité $d_2 = kd_1$ en faisant subir à la courbe (1) la transformation point par point suivante :

$$\begin{cases} x_2 = \dfrac{x_1}{k} \\ Y_2 = k^2 \, Y_1 \end{cases} \tag{3}$$

qui traduit l'homothétie signalée ci-dessus.

Remarques. — 1) La transformation (3) revient simplement à rapporter les longueurs et les surfaces réelles au libre parcours moyen des photons primaires.

2) En deux points $(x_1 \; Y_1)$ $(x_2 \; Y_2)$ qui se correspondent par la relation (3), les répartitions spectrale et angulaire des photons sont identiques. Il en

[1] Cette restriction relative à la composition chimique n'est d'ailleurs pas essentielle. Si cette composition est différente, la densité électronique est encore approximativement proportionnelle à la densité, du moins si le milieu ne contient que de faibles quantités d'hydrogène.

résulte que Y peut représenter soit le nombre de photons, soit le nombre de coups enregistrés par un détecteur quelconque *quelle que soit sa réponse spectrale et angulaire.* Il est à noter que l'allure des courbes Y et en particulier la pente, dépend de la nature du détecteur choisi, de la géométrie adoptée (collimation de la source et du détecteur), éventuellement de la discrimination en amplitude (détecteur à sincillations).

Notion de distance critique différentielle. Sensibilité de la méthode. — Nous comparerons les deux courbes Y_1 et Y_2 correspondant à deux densités voisines $d_2 = kd_1$ avec $k = 1 + \varepsilon$ et nous chercherons en particulier leurs points d'intersection quand ε tend vers zéro.

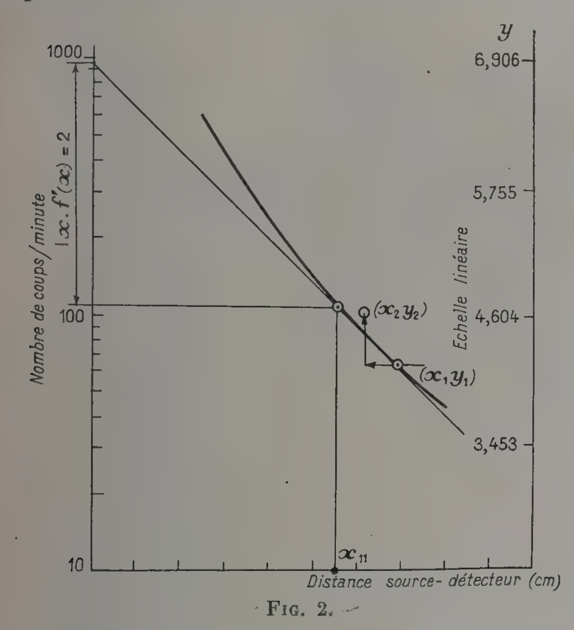


FIG. 2.

Il est naturel, étant donné le caractère exponentiel de l'affaiblissement d'un rayonnement gamma dans un milieu matériel, de tracer la courbe Y_1 en coordonnées semi-logarithmiques.

Soit $y_1 = f_1(x_1)$ l'équation de Y_1 dans ce système de coordonnées. (On superpose à la graduation logarithmique des ordonnées une graduation linéaire telle que l'ordonnée du point marqué 10 soit égale à log 10 = 2,302. Les calculs qui suivent utilisent cette graduation linéaire des ordonnées mais il reste bien entendu que les taux de comptage sont reportés en utilisant la graduation logarithmique des ordonnées.)

Nous écrirons la condition pour que (y_1) et (y_2) se coupent, c'est-à-dire pour que la transformation (3) ramène sur la courbe (y_1) le point $(x_2\, y_2)$ de la courbe (y_2), transformé du point $(x_1\, y_1)$ de la courbe (y_1) (*fig.* 2).

Cette condition s'écrit :

$$f_2\left(\frac{x_1}{k}\right) = f_1(x_1) + \log k^2 = f_1\left(\frac{x_1}{k}\right) \qquad (4)$$

puisque dans le système d'axes choisi la transformation sur les ordonnées se ramène à une translation parallèle à Oy égale à $\log k^2$.

L'équation (4) se transforme comme suit :

$$f_1\left(\frac{x_1}{k}\right) - f_1(x_1) = \log k^2$$

$$\left(\frac{x_1}{k} - x_1\right) f_1'(x_1) = \log k^2$$

$$x_1\left(\frac{1-k}{k}\right) f_1'(x_1) = \log k^2$$

ou puisque $k = 1 + \varepsilon$, avec ε tendant vers zéro :

$$\boxed{xf'(x) + 2 = 0.} \qquad (5)$$

Cette relation donne les abscisses des points d'intersection des deux courbes (y_1) et (y_2) correspondant à deux valeurs infiniment voisines de la densité.

Pour ces valeurs x_{11}, ou distances critiques différentielles, les deux courbes y_1 et y_2 se coupent et l'effet à mesurer change de sens.

La relation (5) conduit à une interprétation géométrique simple : la ou les distances critiques correspondent aux points de (y_1) où la soustengente mesurée sur Oy est égale à 2.

(B) Le calcul de la sensibilité d'une mesure de densité au voisinage de la valeur d_1 se déduit immédiatement de ce qui précède.

En un point d'abscisse x différent de x_{11}, on a :

$$y_2 - y_1 = (xf'(x) + 2)\varepsilon$$

$$\text{Log}\,\frac{Y}{Y_2} = (xf'(x) + 2)\varepsilon$$

$$\eta = (xf'(x) + 2)\varepsilon$$

où η est la variation relative du taux de comptage net en pour cent, en fonction de la variation relative de densité exprimée elle-même en pour cent.

Si $x > x_{11}$, comme c'est le cas général dans la pratique, la parenthèse est négative et un accroissement de la densité correspond à une diminution du taux de comptage. Plus l'écart avec la distance critique $(x - x_{11})$ est grand, meilleure est la sensibilité.

3. **Comparaison de deux milieux de densités non-voisines.** — Afin de vérifier expérimentalement la transformation (3) et par suite les calculs du paragraphe précédent qui en découlent directement, on a procédé à des mesures comparatives de rétrodiffusion sur deux milieux de densités nettement différentes.

Dans le cas où les densités d_1 et d_2 des deux milieux diffèrent notablement on peut définir également une distance critique relative à ces deux milieux. Dans la plupart des cas cette distance critique se détermine par une construction géométrique simple. On vérifie en effet expérimentalement qu'aux distances moyennes (égales à quelques libres parcours moyens des photons gamma primaires dans le milieu étudié) la courbe :

$$Y = F(x)$$

est très sensiblement d'allure exponentielle, c'est-à-dire que :

$$y = f(x)$$

est très voisine d'une droite en coordonnées semi-logarithmiques.

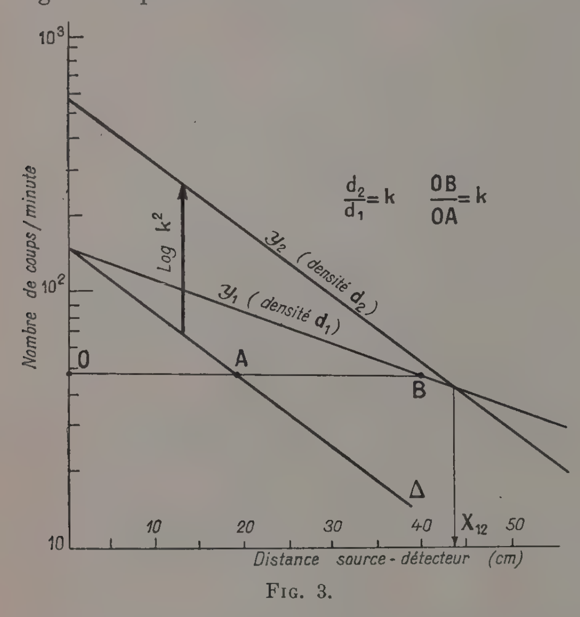


Fig. 3.

La transformation (3) appliquée à cette droite se traduit géométriquement comme suit (*fig.* 3) :

On trace la droite (Δ) déduite de (y_1) en prenant :

$$\frac{OA}{OB} = \frac{1}{k} \qquad (d_2 = kd_1)$$

puis on fait subir à (Δ) la translation parallèle à Oy de grandeur log k^2. On obtient ainsi (y_2).

On calcule l'abscisse du point d'intersection de (y_1) et (y_2) :

$$y_1 = ax + b$$
$$y_2 = akx + b + \log k^2$$

soit :

$$x_{12} = -\frac{1}{a}\frac{\log k^2}{1-k}. \qquad (6)$$

C'est la distance critique source-détecteur x_{12} relative aux deux matériaux de densités d_1 et d_2.

La figure 4 donne une vérification expérimentale de cette construction. Elle est relative à deux milieux de composition chimique assez voisine.

Le milieu (1) est du liège et le milieu (2) du bois de peuplier. On a utilisé un compteur Geiger-Müller, cloche type CV 2138 de la marque G. E. C. et une source de 20 mC de cobalt 60, disposés comme l'indique la figure 1. Le bloc porte-compteur et le bloc porte-source sont montés sur deux rails posés sur le milieu à étudier. On peut ainsi faire varier la distance source-détecteur.

Étant donné la forte teneur en hydrogène des milieux à étudier, le rapport k déterminé expérimentalement n'est pas le rapport des densités vraies mais celui des densités électroniques qui diffère notablement du précédent. Ce rapport k a

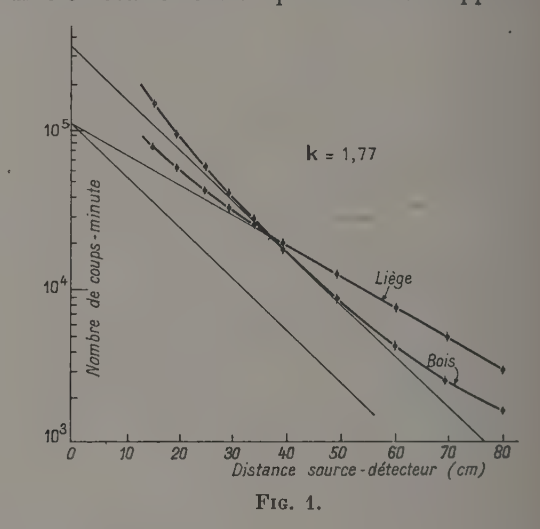


Fig. 1.

été mesuré en déterminant les coefficients d'absorption linéaires en bonne géométrie pour le rayonnement du Co 60.

$$\mu_1 = 0{,}039 \text{ cm}^{-1}$$
$$\mu_2 = 0{,}069 \text{ cm}^{-1}$$

d'où

$$k = \frac{\mu_2}{\mu_1} = 1{,}77.$$

Le rapport mesuré des pentes de y_1 et y_2 est :

$$\frac{a_2}{a_1} = 1{,}75$$

et la valeur mesurée du vecteur de translation est log 3,40 au lieu de log 3,14

$$(3{,}14 = (1{,}77)^2).$$

On voit que la concordance expérimentale est satisfaisante.

Remarques. — 1) Le point d'intersection trouvé expérimentalement se situant sur les portions

linéaires à la fois de (y_1) et (y_2), correspond effectivement à la distance critique théorique donnée par la construction géométrique précédente applicable à une droite indéfinie.

2) Pour des distance source-détecteur inférieures à la distance critique c'est le matériau le plus dense qui donne le comptage le plus élevé ; pour des distances supérieures c'est le matériau le moins dense.

Intuitivement on peut dire que pour les distances faibles source-détecteur c'est l'effet « diffuseur » qui est prépondérant et pour les grandes distances c'est l'effet « écran », ces deux effets se compensant exactement à la distanee x_{12}.

3) On notera que la formule (6) se réduit à :

$$x = -\frac{2}{a} \qquad (7)$$

quand k tend vers l'unité. C'est un cas particulier de la formule (5) appliquée à une droite de pente a.

Cette formule (5) peut d'ailleurs s'établir directement en partant de (7). Il suffit d'écrire que la tangente à la courbe quelconque (y) au point critique d'abscisse x cherché vérifie la relation :

$$x = -\frac{2}{a} \text{ où } a = f'(x).$$

4) Tous les taux de comptage dont il est fait mention ici et en particulier ceux portés sur la figure 4 sont les taux de comptage nets, c'est-à-dire déduction faite du rayonnement direct parvenant au détecteur à travers l'écran. Ce rayonnement direct est déterminé en fonction de la distance en fixant l'ensemble de mesure « en l'air » (à 1,50 m au-dessus du sol).

4. Étalonnage du dispositif. — Si l'on se propose de réaliser pratiquement un appareil destiné à mesurer les densités de sols pour une gamme de densités $(d_1 < d_2)$ on peut procéder de la manière suivante.

On détermine d'abord expérimentalement la courbe

$$y = f(x)$$

pour une valeur intermédiaire de la densité d_0 $(d_1 < d_0 < d_2)$. Rappelons que cette courbe représente les comptages nets déduction faite du rayonnement direct obtenu en faisant une mesure « en l'air » de ce rayonnement en fonction de x.

La courbe de la figure 5 correspond à du liège de densité $d = 0{,}3$.

On déduit de cette courbe la sensibilité en fonction de la distance (*fig.* 6)

$$\eta/\varepsilon = xf'(x) + 2.$$

Cette courbe est tracée point par point à partir de la courbe (5) en mesurant graphiquement l'écart de la sous-tangente par rapport à la valeur 2.

La moins bonne sensibilité correspondant à la densité d_1 la plus faible à mesurer, on se fixe *a priori* une limite inférieure $(\eta/\varepsilon)_m$ de la sensibilité pour cette valeur d_1 de la densité. On en déduit sur la courbe (6) la valeur x' correspondante. (On a choisi à titre d'exemple $(\eta/\varepsilon)_m = -0{,}4$).

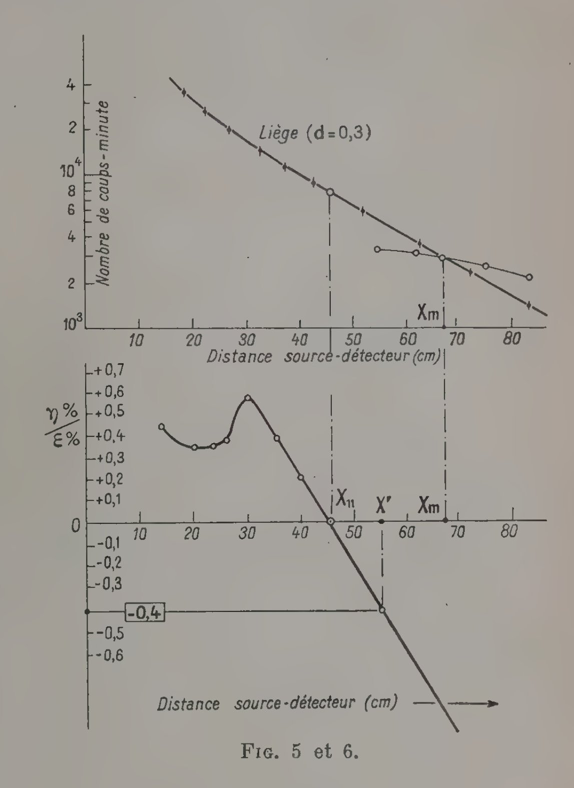


FIG. 5 et 6.

La distance source-détecteur à adopter dans ces conditions est :

$$x_m = \frac{x'}{k}$$

avec

$$k = \frac{d_1}{d_0} < 1$$

($k = 0{,}8$ dans l'exemple choisi)

L'interprétation graphique de la sensibilité permet de se rendre compte en effet que les distances pour lesquelles on obtient une même sensibilité sont dans le rapport inverse des densités correspondantes.

On peut alors déterminer *a priori* l'étalonnage de l'appareil, la distance source-détecteur étant fixée à la valeur x_m trouvée précédemment.

Il suffit en effet pour trouver le taux de comptage correspondant à une densité quelconque d $(d = kd_0)$ de prendre le point d'abscisse : $x = kx_m$ sur la courbe (5) et de lui faire subir la translation parallèle

à Oy et égale à :

$$\text{Log } k^2 \text{ au-dessus de } y \text{ (si } k > 1)$$

$$\text{Log } \frac{1}{k^2} \text{ au-dessous de } y \text{ (si } k < 1).$$

On obtient ainsi la courbe d'étalonnage que l'on peut, pour plus de commodité, reporter sur un graphique en coordonnées cartésiennes (*fig.* 7).

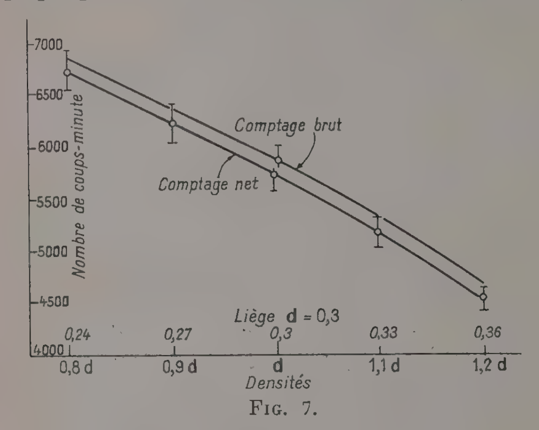


Fig. 7.

On fera passer cette courbe d'étalonnage non par le point correspondant au comptage net relatif à la densité intermédiaire d_0 mais par le point de comptage brut (c'est-à-dire sans opérer la soustraction du comptage correspondant à la contribution du rayonnement direct). Il en résultera une translation d'ensemble de la courbe du comptage net. Du fait de cette translation on voit que la sensibilité est diminuée, en particulier la sensibilité limite inférieure que l'on s'est fixée pour d_1 (densité la plus faible à mesurer).

Cette diminution de la sensibilité pourra en général être rendue négligeable par un écran convenable protégeant le détecteur du rayonnement direct.

Finalement l'intensité de la source S sera fixée, outre les conditions de sécurité de l'opérateur, par des considérations d'erreurs statistiques liées au temps consenti pour effectuer une mesure.

5. **Conclusion.** — La nature de la source et du détecteur d'un appareil de mesure de densités de sols étant choisie ainsi que la collimation appropriée et éventuellement la discrimination en amplitude, on tracera la courbe donnant le taux de comptage net en fonction de la distance sur un échantillon d'un matériau de densité intermédiaire dans la gamme prévue. Cette courbe permet de fixer au mieux la distance source-détecteur, compte tenu de la sensibilité minimum que l'on désire obtenir. Cette distance étant déterminée, on protègera le détecteur du rayonnement direct par un écran approprié. On pourra alors étalonner l'appareil à partir de la courbe précédente. Finalement l'intensité de la source sera fixée par des considérations statistiques.

Je tiens à remercier M. Mirtain pour la contribution efficace qu'il a apportée à la partie expérimentale de ce travail.

Manuscrit reçu le 16 juillet 1956.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Applications des radioéléments aux essais non destructifs de matériaux, par Brocard (J.), *Bulletin R. I. L. E. M.*, décembre 1954, n° **20**.

REVUE DES LIVRES

Murphy (G. M.), **Production d'eau lourde.** (Production of heavy water.) 1 vol., 15 × 22,5 cm, 394 p., Mc Graw-Hill, Londres, 1955, 39 sh 6 d.

Les différentes méthodes de production de l'eau lourde sont étudiées tant du point de vue principes et techniques que sous l'aspect économique.

Une première partie traite des méthodes appliquées industriellement : Échange catalytique eau/hydrogène, électrolyse et distillation de l'eau ou de l'hydrogène liquide.

Dans une seconde partie, sont présentées les différentes recherches effectuées en laboratoire. En ce qui concerne la distillation de l'eau, les techniques utilisant des agents séparateurs sont exposées en détail : distillations extractive et azéotropique. L'extraction liquide est également classée dans ce chapitre.

Les possibilités de l'échange catalytique sont également passées en revue. L'échange catalytique hydrogène /eau est étudié du point de vue des catalyseurs ; en particulier nickel sur oxyde de chrome ainsi que platine et palladium. Les procédés au mercaptan, à l'ammoniaque et au cyclohexane sont également exposés.

Ce livre constitue une mise au point extrêmement précieuse concernant les travaux américains effectués sur la séparation de l'eau lourde, et en tant que tel il représente un apport important à la documentation sur ce problème.

R. Buvet.

Deitz (V. R.), **Bibliographie des adsorbants solides.** (Bibliography of Solid Adsorbents.) (1 vol., 20 × 26 cm, 1928, National Bureau of Standards, Washington, 1956, $ 8,75.)

Ce recueil contient une bibliographie annotée complète des publications parues entre 1943 et 1953 concernant les différents aspects de l'adsorption sur les solides.

La classification retenue comprend deux très importants chapitres qui traitent des techniques couramment utilisées qui font intervenir l'adsorption des gaz et vapeurs d'une part, des solutions de l'autre, sur adsorbants solides.

En outre un chapitre groupe un certain nombre d'applications directes de ces techniques : Purifications, raffinages, catalyses, etc... Enfin la préparation et l'étude des adsorbants, ainsi que le phénomène d'adsorption lui-même sont l'objet de quatre autres sections. R. Bouvet

SUPPLÉMENT AU N° 11
TOME 17, NOVEMBRE 1956, PAGE 181 A

LETTRES A LA RÉDACTION

POSEMÈTRE POUR MICROSCOPE ÉLECTRONIQUE

Par J. MONCASSIN,
Laboratoire d'Optique Électronique, Toulouse.

Le temps de pose, pour les photographies tirées au microscope électronique, doit être choisi en fonction de l'éclairement électronique de l'émulsion sensible. D'ordinaire, cet éclairement est évalué indirectement d'après la brillance de l'écran fluorescent sur lequel on forme l'image pour contrôler la mise au point, la brillance étant jugée approximativement à l'œil, ou mesurée par un photomètre optique. Cette méthode a l'inconvénient de faire intervenir la sensibilité de l'écran qui est susceptible de varier fortement au cours du temps, et d'un écran à l'autre. Il est plus rationnel et plus sûr de mesurer directement la densité du faisceau électronique, ainsi que l'ont préconisé certains auteurs. On peut le faire de façon simple en introduisant dans le faisceau une plaquette métallique et en mesurant le courant qu'elle reçoit. Sur ce principe, nous avons étudié et réalisé comme posemètre un appareil simple et commode qui a donné satisfaction depuis sa mise en service. Nous pensons que sa description sera utile à ceux qui envisagent de construire un posemètre.

Plaquette réceptrice. — C'est une plaquette de laiton de 4 cm² venant se placer, en position de mesure, un peu au-dessus de l'écran fluorescent. L'ombre portée sur la plaque photographique est de *surface* à peu près double. Le courant qu'elle reçoit est donc approximativement égal à huit fois la densité électronique moyenne sur la plaque. On obtient ainsi, pour les éclairements correspondant aux poses usuelles de quelques secondes, des courants de l'ordre de 10^{-10} ampère.

Amplificateur. — La mesure de ces courants est effectuée à l'aide d'un amplificateur à tubes électroniques. Bien qu'il s'agisse de courants très faibles, on peut utiliser des tubes ordinaires, qui ont l'avantage sur les tubes « électromètres » d'être moins coûteux et d'emploi moins délicat, mais il est nécessaire de placer le tube d'entrée dans des conditions telles que son courant de grille soit négligeable devant les courants à amplifier.

Le montage (*fig.* 1) est symétrique et à deux étages constitués chacun par une double triode. La réduction du courant de grille du tube d'entrée a été obtenue par abaissement de la tension de plaque. Pour éviter toute induction dans le circuit de la grille d'entrée le premier étage est chauffé par un courant continu (obtenu par redressement de la tension alternative de 12,6 volt qui chauffe le deuxième étage).

On peut vérifier sur le montage même que la grille d'entrée ne présente pas : soit un courant anormalement élevé, soit un isolement anormalement mauvais. Pour cela, on intercale entre b et b′ une tension que l'on fait varier : à l'intérieur du domaine de tensions de grille qui sera utilisé si on court-circuite R, cela ne doit jamais produire de variation sensible de l'indication de M.

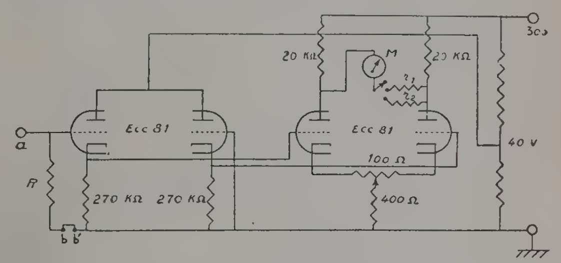


FIG. 1. — Montage électrique : a est relié à la plaque réceptrice. $R = 4.10^9\ \Omega$, résistance de charge. M : microampèremètre 0-50 μA, résistance interne 10 kΩ. r_1 et r_2 : résistances ajustées pour obtenir deux valeurs de la sensibilité (10^{-10} et 2.10^{-10} A pour toute la déviation dans notre montage). Le potentiomètre de 100 Ω sert au réglage du zéro. Il est possible d'intercaler, éventuellement, une tension auxiliaire entre b et b′.

De par sa symétrie, le montage présente suffisamment de stabilité pour que toutes les tensions d'alimentation puissent être dérivées du secteur sans stabilisation (dans certains cas, elles pourront être prélevées sur les circuits du microscope).

Mise en place sur le microscope. — L'appareil a été monté en trois parties :

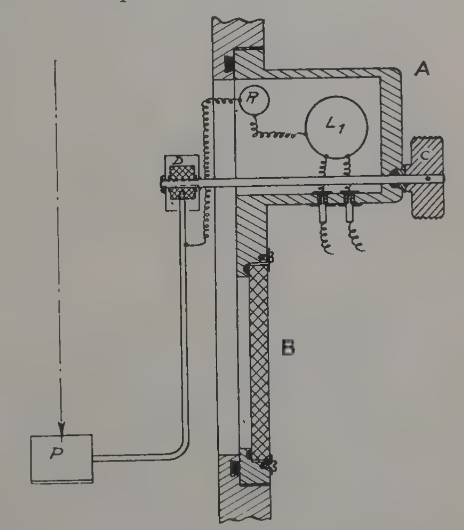


FIG. 2. — Embase portant la plaque réceptrice et le tube d'entrée.

1. Une pièce métallique A (avec à sa base un regard en verre B) vient se mettre à la place d'une des fenêtres d'observation du microscope, et porte :

— la plaquette réceptrice P et sa commande d'escamotage C ;

— la résistance de charge R et le tube d'entrée L_1. R et L_1 se trouvent sous vide, ce qui assure la qualité des isolements pour le circuit de la grille d'entrée.

L'isolement de la plaquette est assuré par une pièce de plexiglas D entourée d'un blindage. Lorsque la plaquette est relevée, en dehors des mesures, elle vient au contact d'une butée qui la met à la masse.

2. Un petit boîtier, à portée de main de l'utilisateur, porte le microampèremètre, le commutateur de sensibilités et le potentiomètre de réglage du zéro.

3. Un boîtier qui peut être placé en un endroit quelconque contient les autres éléments de l'amplificateur et les circuits d'alimentation.

Remarques. — La jauge à ionisation, souvent placée près de la chambre d'observation, peut donner un courant parasite d'ions venant sur la plaquette ; pour le rendre négligeable sans éteindre la jauge il suffit de placer devant celle-ci un écran métallique en chicane.

— Les mesures peuvent être perturbées par les décharges sporadiques d'isolants chargés par les électrons venant du faisceau ou d'une émission secondaire. On élimine ces perturbations en blindant les isolants en cause.

— Les électrons secondaires venant de l'écran d'observation sur la plaquette produisent un courant parasite mais de valeur suffisamment faible pour être négligée.

— L'émission secondaire de la plaquette est une cause d'erreur, mais on peut ne pas en tenir compte si on ne fait que des mesures relatives d'éclairement. (Nous avons mesuré le courant obtenu avec un cylindre de Faraday recevant la même section de faisceau que notre plaquette : le cylindre, pour la même tension accélératrice de 50 kV donnait un courant sensiblement 1,6 fois plus fort.)

Manuscrit reçu le 23 mai 1956.

BIBLIOGRAPHIE

BAKER (R. F.), RAMBERG (E. G.) and HILLIER (J.), *Applied Physics*, 1942, **13**, 450.

SELME (P.), Photographie électronique, note n° 79, Laboratoire National de Radioélectricité, 1944.

HAMM (F. A.), *Rev. Sc. Instr.*, 1951, vol. **22**, n° 12, 895.

CHAUME (G.), GUILLAUME (J.) et MATHIEU-SICAUD (A.), *Bull. Soc. Franç. Minéralogie et Cristallographie*, avril-juin 1953, p. 193.

POMPES MOLÉCULAIRES AUX TRÈS BASSES PRESSIONS GÉNÉRALISATION AUX GRANDES VITESSES DE ROTATION [1]

Par Claude MERCIER et Pierre BENOIST,
Commissariat à l'Énergie Atomique,
Centre d'Études Nucléaires de Saclay,

Dans un précédent article [2], l'un des auteurs a montré qu'à partir d'hypothèses simples telles que l'absence de chocs entre molécules et la réflexion diffuse sur les parois, on peut obtenir des résultats concernant les pompes moléculaires en accord avec les données expérimentales. Mais les formules obtenues alors risquent de ne plus être justifiées si la vitesse périphérique v_e du rotor n'est plus négligeable devant la vitesse la plus probable $v_0 = \frac{1}{\beta}$ des molécules. Ces formules reposent en effet sur un développement (¹) en βv_e, limité au terme d'ordre 1, de la fonction $\mathcal{F}(v, \theta_r, \psi_r)$ exprimant la loi de choc sur le rotor (voir les formules 2 et 2' de la référence [2]). Pour se libérer de cette servitude et pouvoir utiliser les résultats de la théorie dans un domaine de vitesses plus étendu, de nouvelles formules ont été établies en conservant la fonction $\mathcal{F}$ sous forme entière, sans modifier les autres hypothèses de la théorie.

L'équation intégrale à limites infinies qui régit la densité de chocs sur le stator en fonction de l'angle α a maintenant pour équation caractéristique :

$$1 - S_1(u_0, \gamma) = \cos u_0 \, K(u_0, \gamma) \, V(u_0, \gamma, \lambda).$$

Cette équation ne diffère de celle obtenue dans le premier calcul (voir la formule (8)), que par l'expression de $V(u_0, \gamma, \lambda)$

$$V(u_0, \gamma, \lambda) = \frac{e^{-\lambda^2}}{2} \int_{-1}^{1} e^{\gamma u} \left[(1 + 2\lambda^2 x^2) \, e^{\lambda^2 x^2} \operatorname{erfc}(\lambda x) - \frac{2\lambda x}{\sqrt{\pi}} \right] dx$$

avec $\lambda = \beta v_e$

$$u = \arc\sin \left[x\sqrt{1 - x^2 \cos^2 u_0} - \cos u_0 \sqrt{1 - x^2} \right].$$

Les expressions de K et de S_1 sont inchangées ; le développement de K en puissances de γ est donné dans le premier article ; en pratique K est toujours voisin de 1. On peut voir facilement que le développement au premier ordre de $V(u_0, \gamma, \lambda)$ se réduit bien à l'expression obtenue dans le premier calcul :

$$K(u_0, \gamma) - \frac{2\lambda}{\sqrt{\pi}} S_2(u_0, \gamma).$$

(Les intégrales sont présentées ici sous une forme analytique différente de celle utilisée dans la référence [2].)

L'examen des racines γ de l'équation caractéristique en fonction de λ conduit à :

a) une racine toujours nulle quel que soit λ ;

b) une racine réelle et positive, nulle pour $\lambda = 0$, et croissant avec λ ;

c) des couples de racines complexes conjuguées dépendant de λ ; ces racines peuvent être négligées (voir le rapport C. E. A.).

La racine réelle et positive peut pour $\lambda \leqslant 1$ s'exprimer par le premier terme de son développement en λ ; celui-ci a déjà été donné, ainsi que les définitions de $I(u_0)$ et $J(u_0)$, dans le précédent article :

$$\gamma = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \lambda \frac{I(u_0)}{J(u_0)}.$$

(¹) On a $\lambda = \beta v_e = 0{,}476.10^{-6} \, r\omega\sqrt{M}$, où r est le rayon rotor en cm, ω la vitesse angulaire en tours par minute et M la masse moléculaire du gaz.

Pour des valeurs plus élevées de λ, on peut utiliser la formule suivante, qui fournit une meilleure approximation :

$$\gamma = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \lambda \frac{I_1(u_0, \lambda)}{J_1(u_0, \lambda)}.$$

Les expressions exactes des fonctions $I_1(u_0, \lambda)$ et $J_1(u_0, \lambda)$ sont données ci-dessous, ainsi que leur développement en λ :

$$I_1(u_0, \lambda) = I(u_0) + \frac{2}{\lambda\sqrt{\pi}} \int_0^1 u \left[(1 + 2\lambda^2 x^2) e^{-\lambda^2(1-x^2)} \operatorname{erfc}(\lambda x) + \frac{2\lambda x}{\sqrt{\pi}} e^{-\lambda^2} - \frac{4\lambda x}{\sqrt{\pi}} \right] dx$$

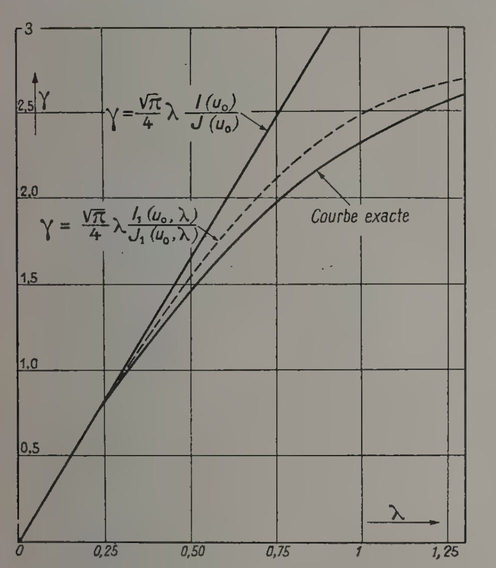
$$\simeq I(u_0) + \frac{\lambda^2}{\pi} \operatorname{tg}^4 u_0 \left[\frac{\pi}{2} - u_0 \left(1 + \frac{1}{3} \operatorname{cotg}^4 u_0\right) + \frac{\cos u_0}{\sin^3 u_0} \left(\frac{4}{3} \cos^2 u_0 - 1\right) \right]$$

$$J_1(u_0, \lambda) = J(u_0) + \frac{1}{4} \int_0^1 u^2 [(1 + 2\lambda^2 x^2) e^{-\lambda^2(1-x^2)} - 1] dx$$

$$\simeq J(u_0) + \frac{\lambda^2}{18 \cos^3 u_0} [- 6u_0 \sin^3 u_0 + 2 \cos u_0 (5 \cos^2 u_0 - 3) - (11 \cos^2 u_0 - 7) E(\cos u_0) + (3 \cos^2 u_0 - 1) \sin^2 u_0 K(\cos u_0)]$$

$E(\cos u_0)$ et $K(\cos u_0)$ étant les intégrales elliptiques complètes.

La figure représente, pour la valeur $u_0 = 0{,}484$, la courbe exacte de γ en fonction de λ, ainsi que les courbes obtenues à partir des deux approximations ci-dessus.



Courbe de variation de γ en fonction de $\lambda = \frac{v_e}{v_0}$ pour $u_0 = 0{,}484$.

Pompe sans dégazage.

Les densités de chocs sur le stator et sur le rotor s'écrivent comme auparavant, à condition d'utiliser la nouvelle valeur de γ.

L'expression du débit reste également inchangée (voir la formule 14′), au remplacement près de la fonction $I(u_0)$ par la fonction $I_1(u_0, \lambda)$ définie ci-dessus :

$$\mathcal{D} = 1{,}1 . 10^7 \beta \frac{r}{M} \lambda \frac{I_1(u_0, \lambda)}{1 - e^{-\gamma\alpha_s}} \left(1 - \frac{P_s}{P_e}\right) e^{-\gamma\alpha_s}$$

(débit en litres par seconde à la pression d'aspiration, et par centimètre de largeur de la veine).

Pompe avec dégazage.

Les expressions des densités de choc et du débit ne subissent pas de modification, si ce n'est le remplacement des fonctions $I(u_0)$ et $J(u_0)$ par les fonctions $I_1(u_0, \lambda)$ et $J_1(u_0, \lambda)$ et l'emploi de la nouvelle valeur de γ.

Le débit dépend de l'angle α et s'écrit (voir la formule 16′)

$$\mathcal{D}(\alpha) = 1{,}1 . 10^7 \beta \frac{r}{M} \lambda \frac{I_1(u_0, \lambda)}{1 - e^{-\gamma\alpha_s}} \left(1 - \frac{P_s}{P_e} e^{-\gamma\alpha_s}\right) e^{-\gamma\alpha_s} - 1{,}65 . 10^4 \frac{C_s}{P_e} \frac{r}{M} T(s, u_0, \alpha, \lambda)$$

avec

$$T(s, u_0, \alpha, \lambda) = \frac{4 + s \cos u_0}{\cos u_0} \left[\frac{4}{\lambda\sqrt{\pi}} \frac{J_1(u_0, \lambda)}{I_1(u_0, \lambda)} - \frac{\alpha_s}{e^{\gamma\alpha_s} - 1} - \alpha - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{s \cos u_0}{1 + s \cos u_0} \lambda I_1(u_0, \lambda) \right].$$

Des calculs numériques ont été effectués et ont montré que les formules établies dans le premier calcul étaient utilisables pour des valeurs de λ assez élevées. Ils ont montré par ailleurs l'intérêt pratique des grandes vitesses de rotation :

1) le débit est plus important ;

2) il reste stationnaire pour des variations plus grandes du rapport de la pression de refoulement à la pression d'aspiration ;

3) la valeur limite du rapport de ces deux pressions croît d'une manière extrêmement rapide avec la vitesse de rotation.

Manuscrit reçu le 1er juin 1956.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Voir le rapport C. E. A. N° 560. Il contient une discussion plus poussée de certaines hypothèses ainsi qu'un certain nombre de résultats numériques.

[2] Mercier (C.), Théorie des pompes moléculaires aux très basses pressions. *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 1 A.

INFORMATION

COLLOQUE INTERNATIONAL SUR LES « PROBLÈMES PHYSIQUES DE LA TÉLÉVISION EN COULEURS ».

1. Sous le patronage de l'Union Internationale de Physique Pure et Appliquée, un Colloque consacré à l'Étude des Problèmes Physiques que pose la Télévision en couleurs sera organisé à Paris du 2 au 6 juillet 1957. Les séances de travail auront lieu au Conservatoire National des Arts et Métiers, 292. rue Saint-Martin à Paris, dont la Direction a aimablement réservé les salles nécessaires.

2. Les Sociétés Scientifiques Françaises suivantes : *Société Française de Physique, Société Française des Radioélectriciens, Société Française des Ingénieurs et Techniciens du Vide* ont également accordé leur patronage et ont formé, conformément aux règlements de l'Union Internationale de Physique et de l'Unesco, un Comité chargé de l'organisation du Colloque.

3. Le Comité d'organisation comprend actuellement les membres suivants : *Société Française de Physique :* MM. A. Maréchal et G. A. Boutry ; *Société Française des Radioélectriciens :* MM. A. Cazalas et Y. Angel ; *Société Française des Ingénieurs et Techniciens du Vide :* M. R. Champeix.

4. **Programme provisoire.** — Il comprend tous les problèmes d'ordre physique que l'on rencontre dans l'étude de la Télévision en couleurs et dans la création des appareils qu'elle utilise, au nombre desquels nous citerons :

A) Comportement de l'œil. — Limite de séparation en lumière monochromatique et en lumières colorées ; notion de netteté. Limite de séparation dans le cas des objets et des structures mobiles. Sensibilité différentielle de l'œil humain à la luminance dans les conditions de la télévision. Sensibilité différentielle de l'œil humain à la couleur dans les conditions de la télévision. Phénomènes de papillotage dans les plages colorées. Phénomènes de papillotage local ; visibilité des structures récurrentes.

B) Prise de vues et restitution de l'image. — Analyse et synthèse des images fixes ou mobiles, projetées sur l'analyseur ou inscrites sur pellicule : problèmes de trichromie ; tubes et dispositifs analyseurs. Restitution des images : — par projection trichrome ; — à l'aide d'oscillographes cathodiques spéciaux ; — à l'aide de systèmes mixtes et systèmes faisant intervenir des mécanismes. Matières fluorescentes et matières colorantes utilisées dans la restitution d'images de télévision.

C) Mesure des résultats obtenus dans la restitution d'une image colorée. — Méthodes subjectives et objectives pour l'étude de la linéarité et de l'étendue de l'échelle des luminances. Résultats et tolérances. Méthodes subjectives et objectives pour la détermination de la fidélité dans la reproduction des couleurs ; virages et diaphoties tolérables. Netteté ou définition d'une image de Télévision en couleurs. Méthodes de mesure — comparaison des résultats obtenus dans le cas de la télévision en noir et blanc et dans celui de la Télévision en couleurs. Intervention du bruit de fond dans l'image ; mesure ; évaluation de la projection nécessaire pour les signaux. Mesures des détériorations diverses dans une image en couleurs.

D) Systèmes de codage utilisés pour la transmission des signaux de Télévision en couleurs. — Étude rationnelle des systèmes de codage en fonction des exigences de l'œil humain. Systèmes simultanés et systèmes séquentiels ; limite et passage entre les deux classes de systèmes. Procédés de modulation envisagés sous l'angle des phénomènes physiques. Résultats expérimentaux obtenus (cf. chapitre C) dans l'exploitation ou l'expérimentation des différents systèmes de Télévision en couleurs.

5. **Communications présentées au Colloque.** — Le programme qui précède n'a pas de caractère limitatif et pourra être étendu et modifié de façon à inclure tous les sujets pouvant être classés dans le domaine scientifique et technique défini par le titre du Colloque. Les communications à présenter au Colloque devraient être préparées assez longtemps à l'avance pour que leurs auteurs puissent en soumettre le titre et le résumé au Comité d'organisation au plus tard le 1er mai 1957 ce qui permettra l'impression et la distribution d'une liste complète de titres et de résumés en temps utile (de préférence avant le 1er juin 1957).

Il est recommandé aux auteurs de rédiger les résumés de leurs communications conformément aux recommandations du Guide pour la préparation des Synopses édité par l'Unesco et adopté par le Bureau des Résumés Analytiques du Conseil International des Unions Scientifiques. Des exemplaires de ce document seront envoyés à toute personne qui en fera la demande.

Les communications pourront être présentées et commentées dans la langue choisie par l'auteur ; toutefois l'usage du français et de l'anglais sont recommandés. Chaque auteur disposera pour son exposé d'un temps de trente minutes ; une discussion d'une durée de quinze minutes sera prévue après chaque exposé. Le Président de séance aura la faculté, dans les limites imposées par l'ordre du jour, de prolonger les discussions.

6. **Conférences.** — Des conférences d'une durée de 45 minutes seront organisées sur des sujets d'importance particulière.

7. **Démonstrations.** — On envisage d'organiser, pendant le Colloque, des séances de radiodiffusion expérimentale au cours desquelles divers systèmes de télévision en couleurs seront utilisés pour la transmission des images. Toutes acilités seront données aux auteurs qui désireraient, à cette occasion, présenter les appareils de mesure qu'ils ont créés.

8. Des **visites techniques** et des **excursions** seront organisées à l'occasion du Colloque.

9. La cotisation du Colloque sera de l'ordre de francs français 1 500 pour chaque participant. Étant donné l'affluence des touristes à Paris en juillet, le Comité d'organisation sera reconnaissant à tous ceux qui envisagent de participer au Colloque d'envoyer le plus tôt possible leur adhésion et le sujet de leur communication à : M. le Secrétaire du Colloque International sur les Problèmes Physiques de la Télévision en couleurs. Conservatoire National des Arts et Métiers 292, rue Saint-Martin, Paris (3e) (France).

Le Gérant : Maurice Blondin. — Dépôt légal : 4e trim. 1956. — Imp. Taffin-Lefort, à Lille (France).

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe)

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

SÉANCE DU 18 NOVEMBRE 1955

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Chateau (Marcel), Ingénieur E. P. C. I., Chef de Service à la Direction des Études et Recherches de la Régie Nationale des Usines Renault, 34, rue des Princes, Boulogne-sur-Seine (Seine), présenté par MM. Pomey et Laborde.

le Dr Ewald (Waldemar), Directeur technique, Optische Werke, Prieger-Promenade 25, Bad Kreuznach (Allemagne), présenté par MM. Fleury et Maréchal.

Gidon (Pierre), Physicien à la Société d'Études Chimiques pour l'Industrie et l'Agriculture, 7, rue Gabriel-Péri, Montrouge (Seine), présenté par MM. Maréchal et Françon.

Jessel (Maurice), Licencié ès Sciences, Sous-Chef de Travaux E. P. C. I., 21, rue Collange, Levallois-Perret (Seine), présenté par MM. Lucas et Biquard.

Loiseau (Jacques), Ingénieur Physicien, Laboratoire Central de Gammamétrie, Société Métallurgique G. Jeudy, 2 *bis*, rue Daumesnil, Vincennes (Seine), présenté par Mme Joliot-Curie et M. Joliot.

Pflieger (Eugène), Ingénieur E. C. P., Ingénieur Radio E. S. E., Pavillon X, Vieux Fort de Vincennes, Vincennes (Seine), présenté par MM. M. de Broglie et Ambrosino.

le Dr Rathenau (Gerhart W.), Professeur de Physique à l'Université d'Amsterdam, Pl. Muidergracht 6, Amsterdam (Hollande), présenté par M. Leprince-Ringuet et Mlle Cauchois.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Résultats théoriques et expérimentaux sur l'efficacité lumineuse des réseaux échelettes ;

par MM. P. Connes et P. Jacquinot,

Laboratoires du C. N. R. S. de Bellevue.

On rappelle brièvement les principaux résultats théoriques sur la variation de l'efficacité en fonction de la longueur d'onde et de l'ordre d'interférence et on donne les résultats de nombreuses mesures faites sur un certain nombre de réseaux dans des conditions variées. On en déduit des règles pratiques d'utilisation.

L'accord entre les prévisions théoriques et les mesures est satisfaisant : quelques anomalies sont présentées et expliquées.

La conclusion générale est que les réseaux échelettes sont utilisables dans de très grands domaines de longueurs d'onde avec une variation d'efficacité lumineuse inférieure à 50 %.

Un article détaillé sera publié dans *Optica Acta*.

2. — Remarques sur le fonctionnement d'une classe de dispositifs interférentiels à polarisation. Présentation de quelques expériences nouvelles ;

par M. G. Nomarski,

Maître de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique.

1. *Historique*. — Le réfractomètre interférentiel à polarisation de Jamin (1866) fut à l'origine des très nombreux travaux (dont la liste est trop longue pour être citée ici) qui se divisent en trois groupes distincts :

I) interféromètres à lames cristallines planes et parallèles obliques à l'axe ;

II) interféromètres utilisant des prismes biréfringents à double déviation et nécessitant l'emploi de lentilles ;

III) dispositifs interférentiels basés sur les systèmes optiques à double foyer (fonctionnant par biréfringence).

Une importante contribution moderne de Françon se classe dans le groupe I, tandis que l'effort de l'auteur de la présente Communication s'est porté principalement sur la recherche des dispositifs les mieux adaptés aux besoins de la microscopie. Toutes les variantes réalisées jusqu'ici appartiennent au groupe II.

2. *Remarques sur la localisation des franges dans les dispositifs à prismes biréfringents*. — On démontre qu'en première approximation le plan de localisation passe par la frange d'ordre 0 et reste perpendiculaire au faisceau incident mais, pour une inclinaison finie, les phénomènes se compliquent : le plan de localisation se déplace et se déforme du fait de la variation de biréfringence en fonction de l'inclinaison.

Cet effet d'angle, qui augmente avec l'épaisseur des

éléments cristallins, est entièrement déterminé par les phénomènes dits « en lumière convergente ».

Comme conséquence immédiate, l'effet impose une limitation de l'angle d'ouverture des instruments d'optique associés aux dispositifs interférentiels du groupe I.

Ce même effet restreint l'angle de champ équiphase des images obtenues avec les appareils du groupe II. Il existe plusieurs moyens permettant de corriger plus ou moins complètement cette aberration en étalant la « figure en lumière convergente ». La méthode la plus simple est celle déjà employée par Jamin ; elle consiste en l'utilisation d'une lame demi-onde intercalée entre deux lames cristallines épaisses. Les avantages en furent décrits par Brillouin (1903) et Lebedeff (1930) qui ont préféré cet assemblage au système des lames croisées (polariscope de Savart). L'augmentation de l'ouverture utile est de 180 fois (Brillouin) dans le cas des lames à axe incliné. Il s'agissait là d'appareils du groupe I.

La première application de la méthode à un prisme biréfringent (groupe II) a été faite par l'auteur. Si les quartz sont taillés parallèlement à l'axe, la compensation de champ est théoriquement complète (tant que la lame demi-onde reste demi-onde).

Le prisme composite est constitué de deux prismes complémentaires de même orientation cristalline séparés par une lame demi-onde en cellophane ou en mica.

Son seul défaut est un léger chromatisme affectant la frange d'ordre 0 qui, au lieu d'être noire, présente une transparence résiduelle $4\varepsilon^2(\lambda) \sin^2 \Delta$ (où ε est l'écart à la valeur π du déphasage de la lame demi-onde et Δ est la différence de phase totale des prismes). Ce chromatisme disparaît d'ailleurs dans les dispositifs qui utilisent, en vue de compensation pupillaire (éclairage incohérent), deux prismes biréfringents et dans lesquels on prendra soin de croiser les lames demi-onde.

Plus récemment, Françon et Sergent [1] ont réalisé des combinaisons dont le principe de compensation, bien différent, fut emprunté aux travaux de Lyot sur les filtres interférentiels à lames biréfringentes. Si ces derniers prismes sont un peu plus compliqués, ils offrent cependant l'avantage d'être achromatiques.

3. *L'expérience montrant des interférences en lumière polarisée avec un seul polariseur.* — Pour faire fonctionner un interféromètre à polarisation composé d'un collimateur et, par exemple, d'un objectif suivi d'un prisme biréfringent, il est généralement nécessaire de disposer un polariseur avant et un autre après le prisme pour pouvoir observer les interférences dans l'image d'un objet transparent visé par l'objectif.

On montre cependant que le polariseur peut être supprimé dans le cas où l'objet transparent est en même temps biréfringent. Une lame de cellophane immergée dans l'huile de paraffine sert à la démonstration. En orientant sa ligne neutre à 45° des axes du prisme, on voit apparaître dans la zone de dédoublement qui suit les bords de la lame les franges d'interférence dont la loi est

$$I(\varphi) = 4 \sin^2 \frac{\varphi}{2} + 4 \cos^2 \left(\frac{\varphi}{2} - \frac{\Phi}{2}\right),$$

où Φ est le déphasage (de biréfringence) de la lame de cellophane. Le contraste est maximum pour $\Phi = \pi$: la lame de cellophane est alors demi-onde.

Cette expérience apparemment surprenante s'explique facilement par les propriétés de la lame demi-onde qui rétablit la cohérence dans le champ d'interférences entre les deux faisceaux polarisés à angle droit.

4. *Utilisation en interférométrie d'un montage à double autocollimation.* — L'expérience est montée sur un microscope du type métallographique comprenant un illuminateur vertical à glace semi-transparente et muni d'un objectif formant à l'infini l'image d'un objet réfléchissant qui est observé à l'aide d'une lunette afocale. On place à la suite de l'objectif un petit miroir plan qui obture une moitié de sa pupille. La double autocollimation est ainsi réalisée et on observe deux images superposées du même objet, tournées de 180° l'une par rapport à l'autre.

Pour le transformer en un interféromètre, on intercale dans le microscope un prisme biréfringent en quartz en le plaçant après l'objectif mais avant le miroir ; le tout est complété par un polariseur et un analyseur.

Chacune des deux images renversées subit alors un dédoublement latéral et on obtient en somme quatre images qui interfèrent entre elles. Si le profil de l'objet (en phases) est $\varphi(x)$ et le dédoublement a, le champ d'interférence est donné par l'amplitude complexe

$$A = \text{cis}\ \Sigma\varphi_{\parallel} - \text{cis}\ \Sigma\varphi_{\perp},$$

d'où la répartition des intensités

$$I = |A|^2 = 4 \sin^2 \frac{1}{2} (\Sigma\varphi_{\parallel} - \Sigma\varphi_{\perp})$$

$$= 4 \sin^2 \frac{1}{2} \left\{ [\varphi(x + a) + \varphi(-x - a)] - [\varphi(x - a) + \varphi(-x + a)] \right\}.$$

Ce système présente deux particularités intéressantes :

A. L'interférogramme est toujours en teintes plates quelle que soit la position du prisme biréfringent par rapport à l'objectif.

B. La précision des mesures est doublée. En faisant coïncider deux des quatre images d'un défaut de planéité, le chemin optique correspondant devient égal à quatre fois la profondeur (géométrique).

5. *Application des polariseurs circulaires en interférométrie à polarisation.* — Si on place entre des polariseurs circulaires un doublet compensé quelconque, tel que le prisme de Babinet par exemple, on observe des franges d'interférence dont le contraste se maintient pendant la rotation du doublet.

A. Si les lames quart d'onde sont croisées, la frange d'ordre 0 reste achromatique.

B. Si ces lames sont parallèles, les franges changent leur coloration d'une manière continue, la frange achromatique noire se transformant graduellement en une frange d'ordre 1/2 (en nicols parallèles).

Ces propriétés se révèlent utiles dans leur application aux dispositifs interférentiels construits par l'auteur tels que le strioscope interférentiel (un prisme

biréfringent placé au centre d'un miroir sphérique) ou le microscope métallographique à contraste interférentiel (un prisme spécial est intercalé entre l'objectif et le dispositif d'éclairage).

L'étude des structures orientées est grandement facilitée par la rotation du prisme à double déviation en cours d'observation.

[1] Françon (M.) et Sergent (B.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 27 ; *Opt. Acta*, 1955, **2**, 182.

SECTION SUD-OUEST

(*Bordeaux*).

SÉANCE DU 30 JUIN 1955

(*) 1. — Contrôle d'un biréfringent quart d'onde par une méthode de déplacement de franges dans la bande des 3 centimètres ;

par M. R. Servant.

Pour compléter un montage polarimétrique dans la bande des 10 000 MHz, j'ai mis en service un biréfringent quart d'onde analogue à celui déjà construit au laboratoire par M. Charru, pour la bande des 3 000 MHz [1]. Il est constitué par un élément de guide circulaire écrasé « elliptiquement » en sa partie médiane. Pour des proportions convenables en effet, les deux modes polarisés à angle droit, pouvant se propager à des vitesses différentes dans le tube, peuvent prendre l'un par rapport à l'autre un déphasage de 90° [2].

La question qui se posait était de contrôler ce quart d'onde.

Un procédé direct est évidemment le suivant : on place (*fig.* 1) le quart d'onde Q de façon que ses sections principales soient à 45° de l'onde H_{11} incidente se propageant dans le guide circulaire. Dans ces conditions, le quart d'onde doit (en l'absence de dichroïsme rectiligne) donner à sa sortie une vibration circulaire.

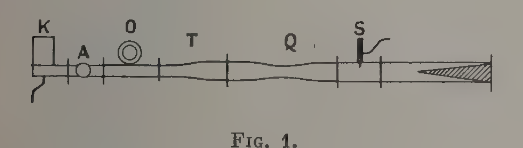


Fig. 1.

C'est ce que l'on vérifie au moyen de la sonde tournante S (suivie d'une terminaison adaptée). Les indications du galvanomètre restent constantes quel que soit l'azimut.

Mais il m'a semblé qu'une méthode de déplacement de franges, susceptible d'apporter des renseignements intéressants, pouvait aussi être mise en œuvre. C'est cette méthode que je décrirai ici.

Le montage employé est le suivant (*fig.* 2) : la terminaison adaptée est maintenant remplacée par un piston terminal réglable P. D'autre part, un mesureur d'ondes stationnaires MOS [3] est placé en avant. Le piston P étant dans une position déterminée, on place le quart d'onde Q de manière que l'une de ses sections principales soit verticale, comme les ondes incidentes H_{11}.

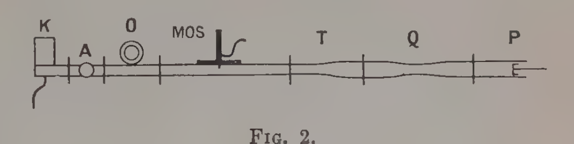


Fig. 2.

On relève au mesureur d'ondes stationnaires la position des ondes stationnaires : courbe (I) de la figure 3. On tourne ensuite Q sur lui-même d'un quart de tour de manière que sa deuxième section principale devienne à son tour verticale. On constate alors que le système

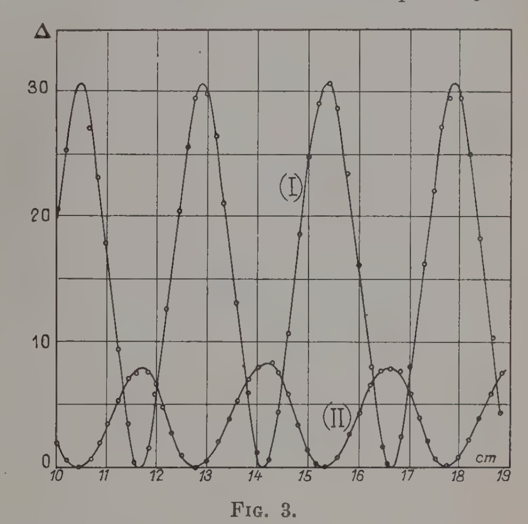


Fig. 3.

d'ondes stationnaires est déplacé en (II), figure 3. *La vérification consiste à constater que les minima de la courbe* (II) *sont aux emplacements des maxima de la courbe* (I) *et réciproquement.*

En effet, si l'on envisage schématiquement l'interférence d'une onde directe et de l'onde réfléchie par P et si l'on admet que la vitesse de propagation de phase est partout v sauf sur une longueur e où elle est v_1, on voit qu'en un point à la distance x de P et en avant de e l'amplitude doit être proportionnelle à $\sin \omega \left(\frac{x - e}{v} + \frac{e}{v_1}\right)$. Il en résulte que si l'on substitue une vitesse v_2 à la vitesse v_1, le déplacement d'une frange donnée est

$$x_1 - x_2 = ev\left(\frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_1}\right).$$

Si le retard introduit $(e/v_2) - (e/v_1)$ est précisément égal à un quart de période, alors $x_1 - x_2 = \lambda/4$ soit une demi-interfrange, ce qu'il fallait démontrer.

En réalité, la courbe (II) n'a pas la même amplitude que la courbe (I). Cela ne vient pas d'un dichroïsme rectiligne du quart d'onde car, avec le montage de la figure 1, on peut facilement vérifier que sa transmission

est la même dans les positions (I) et (II). Cela vient de ce que, dans l'expérience, l'amplitude des ondes stationnaires dépend de la position du piston. En déplaçant P, on rétablit progressivement cette amplitude, mais en déplaçant évidemment le système d'ondes stationnaires. Cette circonstance peut être mise à profit et *un deuxième procédé de contrôle consiste précisément à vérifier que, pour ramener* (*en position et en grandeur*) *la courbe* (II) *sur la courbe* (I), *il faut déplacer le piston* P *d'un quart de longueur d'onde.*

Une petite complication apparente est d'ailleurs introduite ici par notre montage : pour des raisons matérielles en effet, il se trouve que le départ du klystron K est en guide rectangulaire, les ondes débouchant ensuite en guide circulaire grâce à la transition T. Le MOS est établi sur la partie guide rectangulaire. Il en résulte que pour une fréquence donnée (ex : 8 950 MHz) le déplacement du système d'ondes stationnaires d'une demi-interfrange au niveau du MOS, soit $\lambda'_g/2 = 5{,}0/2$ cm, s'obtient par déplacement du piston P d'une demi-longueur d'onde dans le guide circulaire cette fois, soit $\lambda''_g/2 = 4{,}4/2$ cm.

On voit que la méthode décrite ci-dessus pourrait facilement servir à l'étude de la dispersion du quart d'onde avec la longueur d'onde. Elle pourrait être transposée aussi en méthode générale de mesure des biréfringences.

[1] Charru (A.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 101 S.
[2] Southworth (G. C.), Principles and applications of wave guide transmission, New York, 1950, p. 327.
[3] Servant (R.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 99 S.

(*) 2. — Étude réfractométrique et gravimétrique du perchloréthylène ;

par M. A. Charru.

J'ai été amené à étudier la dispersion de réfraction du perchloréthylène et les variations de sa densité avec la température.

Le perchloréthylène [$Cl_2C = CCl_2$] est un liquide dense et très mobile dont les applications sont intéressantes.

D'après la théorie électromagnétique, la « réfraction » R peut se mettre sous la forme

$$R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi e^2}{3m}\frac{\mathcal{N}}{M} d \sum_i \frac{f_i}{\omega_i^2 - \omega^2},$$

où n est l'indice de réfraction, e et m la charge et la masse de l'électron, $\mathcal{N}$ le nombre d'Avogadro, M la masse moléculaire, d la densité, f_i la force de la bande d'absorption de pulsation ω_i et ω la pulsation de la vibration incidente.

On montre que, dans le domaine visible, lorsqu'on se trouve loin des bandes d'absorption ultraviolettes et très en deçà des bandes infrarouges, on peut utiliser une formule à un terme :

$$R = \frac{4\pi e^2}{3m}\frac{\mathcal{N}}{M} d \frac{f_0}{\omega_0^2 - \omega^2},$$

où f_0 est la force de la *bande « réduite »* de pulsation ω_0, soit

$$\frac{\lambda^2}{R} = \frac{K}{d}(\lambda^2 - \lambda_0^2).$$

où K est une constante.

Ainsi le diagramme $\lambda^2/R = f(\lambda^2)$ est une droite que l'on peut tracer expérimentalement.

Lorsque la température varie, les variations de R entraînent une modification de la pente de la droite ; cependant toutes les droites obtenues ainsi convergent au point $\lambda^2 = \lambda_0^2$ et leur pente est inversement proportionnelle à la densité.

Je me suis proposé de vérifier à la suggestion de M. Servant que, pour le perchloréthylène,

a) *les droites convergent bien,*

b) *les pentes p sont proportionnelles à* $1/d$.

Dispositif expérimental. — Les indices de réfraction ont été mesurés à l'aide d'un prisme creux à circulation extérieure permettant, grâce à un thermostat, de maintenir la température constante à 0,2° près. Ce dispositif a déjà été décrit [1]. D'autre part, un oculaire fluorescent mis au point récemment au laboratoire [2] permet d'étendre les mesures d'indices jusqu'à la radiation 3 650 Å de l'arc au mercure.

Enfin, j'ai mesuré la densité à la température ambiante avec une balance de Mohr et, à l'aide d'un dilatomètre, j'ai obtenu les densités à toutes les températures désirées.

Résultats expérimentaux. — Les indices de réfraction mesurés sont indiqués dans le tableau I.

Tableau I

t° C \ λÅ	5 780	5 461	4 916	4 358	4 046	3 650
— 1,5	1,5162	1,5190	1,5253	1,5346	1,5419	1,5555
+ 20,0	1,5047	1,5073	1,5130	1,5222	1,5298	1,5413
+ 59,4	1,4835	1,4858	1,4912	1,4999	1,5067	1,5185
+ 83,7	1,4719	1,4744	1,4801	1,4878	1,4943	1,5061

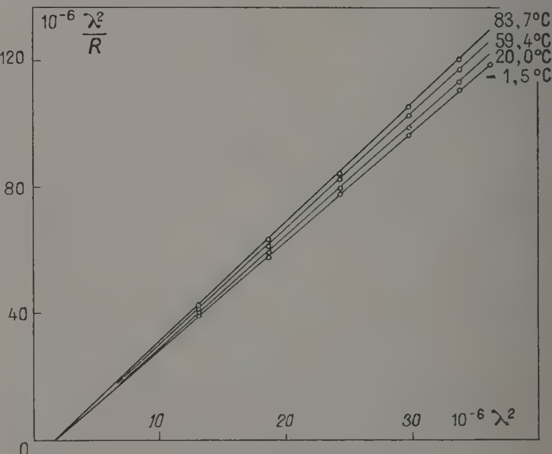


Fig. 1.

Le diagramme $\lambda^2/R = f(\lambda^2)$ est représenté par la figure 1 pour les différentes températures envisagées.

Les pentes p des droites sont déterminées d'après ce diagramme. Dans le tableau II sont indiquées ces pentes et les densités aux températures correspondantes.

Tableau II

t^o C	— 1,5	+ 20,0	+ 59,4	+ 83,7
p	3,445	3,521	3,652	3,727
d	1,657	1,623	1,564	1,532
$p \times d$	5,709	5,714	5,711	5,710

On vérifie donc bien que le produit $p \times d$ est constant (à mieux de 10^{-3}) dans l'intervalle de température considéré.

[1] Charru (A.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 63 S.
[2] Servant (R.) et Duroux (J.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 98 S.

3. — Réalisation et emploi d'un atténuateur de découplage pour la bande des 1 000 MHz ;

par M. P. Bouchillou.

Ayant à effectuer des mesures de longueurs d'onde dans la bande des 1 000 MHz, nous avons été amené à réaliser et à étudier, à la suggestion de M. Servant, un atténuateur simple de découplage.

I. Réalisation et contrôle de l'atténuateur. — L'atténuateur est constitué par un guide d'onde circulaire, employé pour des longueurs d'onde supérieures à sa longueur d'onde de coupure. L'entrée et la sortie sont constituées (*fig.* 1) par des doublets reliés respectivement, par des cables coaxiaux d'impédance caractéristique 50 Ω, à l'émetteur et à l'ondemètre, lui-même relié à un appareil de mesures muni d'un détecteur.

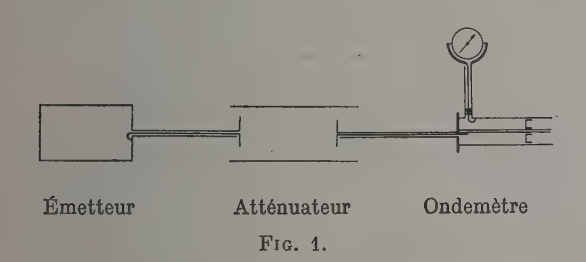


Fig. 1.

On sait que la longueur d'onde de coupure, pour un guide circulaire de rayon r et pour le mode TE_{11} est donnée par $\lambda_c = 3{,}41\ r$. Comme l'oscillateur employé, à lampe phare, émettait sur des longueurs d'onde supérieures à 30 cm, nous avons choisi $r = 8{,}5$ cm (soit $\lambda_c = 29$ cm).

Ainsi, puisque λ est supérieur à λ_c, la portion de guide considérée joue un rôle analogue à celui d'un adaptateur d'impédance sans propagation, fournissant d'un côté et sans aucun retard de phase des champs dans un rapport de proportionnalité donné avec les champs de l'autre côté [1].

Nous avons bien vérifié (*fig.* 2) la décroissance exponentielle du courant débité (lors des résonances) avec la distance x du doublet récepteur au doublet émetteur.

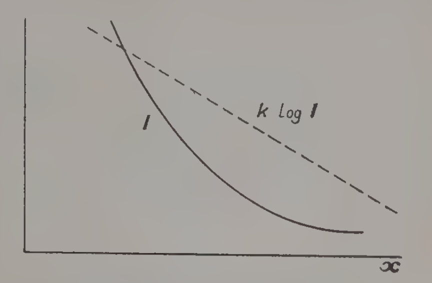


Fig. 2.

II. Analyse du rôle de l'atténuateur. — 1. *Si l'on opère d'abord sans atténuateur* on obtient au coaxial les courbes de la figure 3*a*. Ces courbes sont dissymétriques. La partie droite des courbes correspond à un décrochage du courant dans l'appareil de mesure. Nous avons pu montrer qu'il s'agit d'un étouffement de l'émetteur car, à ce moment, le courant détecté dans l'ondemètre, le courant détecté dans la cavité de cathode de l'émetteur et le courant de grille de la lampe phare tendent simultanément vers zéro.

Les phénomènes sont irréversibles, aussi les courbes obtenues ne sont pas les mêmes selon que l'on passe par l'état de résonance en augmentant ou en diminuant la longueur de la cavité coaxiale de l'ondemètre. Ces effets sont sans doute analogues de ceux obtenus en couplant fortement au circuit oscillant d'un oscillateur à ondes entretenues un autre circuit oscillant [2].

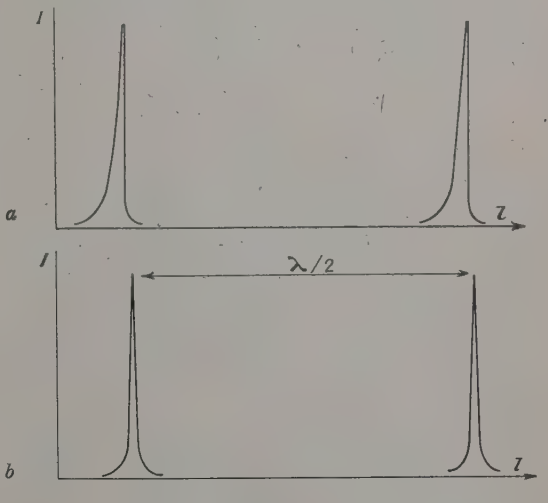


Fig. 3.

2. *Si l'on opère avec l'atténuateur*, le couplage est faible et l'on obtient les courbes de la figure 3 *b*.

Il n'y a plus étouffement de l'émetteur. D'autre part, on n'observe plus l'entraînement de fréquence, de l'ordre de 10^{-2} que l'on observait sans l'atténuation. Enfin, la méthode est très sensible : ainsi, les variations

de courant de grille, que nous avons également utilisées pour mesurer les longueurs d'onde, ne sont plus perceptibles aux fortes atténuations, alors que la méthode décrite reste encore valable.

Conclusion. — Ainsi, sans perturber l'émission et sans entraînement de fréquence, la méthode du coaxial avec découplage par un atténuateur variable, permet des mesures faciles et précises de longueurs d'onde (5 à 1 pour mille suivant la précision mécanique du coaxial).

[1] Rocard (Y.), Électricité, Paris, 1951, p. 317.
[2] Mercier (J.), Les circuits oscillants, Paris, 1934, p. 134.

(*) 4. — Étude réfractométrique, dans le visible et l'ultraviolet, de quelques alcools de la série aliphatique ;

par M. J. Duroux.

J'ai étudié, pour les radiations 5 780, 5 461, 4 358 et 3 650 Å de l'arc au mercure, entre 20 et 70° C, la réfraction du méthanol, de l'éthanol, du propanol normal, du butanol normal, de l'éthane diol (glycol) et du propane triol (glycérine).

Matériel utilisé. — J'ai utilisé l'installation réfractométrique du laboratoire, à prisme à liquide thermostaté [1], complétée récemment par l'adjonction à la lunette du goniomètre d'un oculaire fluorescent [2] permettant des pointés dans le proche ultraviolet.

Emploi des graphiques rectilignes de réfraction. — M. Servant m'a engagé à employer systématiquement pour traduire les résultats, les graphiques rectilignes en λ^2/R et λ^2 qui résultent de l'emploi des formules de réfraction à un terme :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = R = \frac{A\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2}.$$

On sait que de telles formules se justifient quand on est loin des bandes infrarouges (dont l'influence est importante du côté des grandes longueurs d'onde, mais très faible dans le visible et l'ultraviolet) et lorsque, assez loin aussi des bandes ultraviolettes, on peut synthétiser l'action de ces dernières par un terme unique en λ_0. Cette « longueur d'onde réduite λ_0 » peut être fictive, mais étant donné que λ_0^2 est le barycentre des différents λ_{uv}^2 ultraviolets affectés de leurs forces respectives f_{uv}, on sait qu'à ce titre, λ_0 a une signification physique [3].

Mes mesures m'ont donné l'occasion de mettre en évidence *la précision que l'on peut attendre de ces formules réduites*. J'ai, en effet, examiné en particulier l'alcool propylique qui avait été étudié récemment [4] par Beynon. Celui-ci avait proposé la formule de dispersion suivante :

$$n^2 - 1 = 0{,}889\,663 + \frac{0{,}005\,82}{\lambda^2 - (0{,}065)^2} + \frac{0{,}002\,87}{\lambda^2 - (0{,}156\,5)^2}.$$

Cette formule échappait même à l'arbitraire habituel puisqu'elle comportait des termes λ_{uv} *expérimentaux*, l'auteur s'étant référé à une étude directe de l'absorption dans la région de Schumann et de Lyman (relative, il est vrai, aux vapeurs). Malgré cela, on verra ci-dessous qu'une simple formule réduite

$$R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{22{,}856\ \lambda^2}{\lambda^2 - (880)^2} \qquad (\lambda \text{ en Å})$$

calculée par nous, donne une précision supérieure (tableau I).

Tableau I. — *Alcool propylique.*

λ(Å)	n observé	n calculé par formule Beynon	Écart × 10⁴	n calculé par formule « réduite »	Écart × 10⁴
5 893	1,3840	1,3840	0	1,3840	0
5 015	1,3878	1,3877	— 1	1,3877	— 1
4 713	1,3896	1,3895	— 1	1,3896	0
4 472	1,3914	1,3913	— 1	1,3914	0
4 300	1,3928	1,3927	— 1	1,3828	0
4 200	1,3937	1,3937	0	1,3937	0
4 000	1,3959	1,3958	— 1	1,3958	— 1
3 800	1,3985	1,3982	— 3	1,3983	— 2
3 600	1,4013	1,4012	— 1	1,4013	0

Résultats obtenus. — Ils sont consignés dans les tableaux II à VII ci-après.

Tableau II. — *Méthanol.*

λ(Å)	5 780	5 460	4 358	4 046	3 652
n(20° C)	1,3290	1,3300	1,3354	1,3377	1,3421
n(40° C)	1,3214	1,3225	1,3276	1,3296	1,3339
n(60° C)	1,3128	1,3139	1,3189	1,3212	1,3251

Tableau III. — *Éthanol.*

λ(Å)	5 780	5 460	4 358	4 046	3 652
n(20° C)	1,3618	1,3629	1,3686	1,3719	1,3765
n(40° C)	1,3497	1,3307	1,3569	1,3594	1,3642
n(70° C)	1,3412	1,3422	1,3480	1,3507	1,3551

Tableau IV. — *Propanol normal.*

λ(Å)	5 780	5 460	4 358	4 046	3 652
n(20° C)	1,3858	1,3871	1,3937	1,3966	1,4016
n(50° C)	1,3735	1,3747	1,3812	1,3840	1,3889
n(70° C)	1,3651	1,3662	1,3725	1,3754	1,3802

Tableau V. — *Butanol normal.*

λ(Å)	5 780	5 460	4 358	4 046	3 652
n(20° C)	1,3994	1,4005	1,4074	1,4105	1,4156
n(50° C)	1,3870	1,3882	1,3949	1,3978	1,4030
n(70° C)	1,3787	1,3798	1,3864	1,3893	1,3944

Tableau VI. — *Éthanediol (éthylène glycol).*

λ(Å)	5 780	5 460	4 358	4 046	3 652
n(20° C)	1,4321	1,4334	1,4406	1,4439	1,4492
n(50° C)	1,4237	1,4250	1,4320	1,4353	1,4405
n(70° C)	1,4180	1,4193	1,4263	1,4294	1,4348

TABLEAU VII. — *Propanetriol (glycérine).*

λ(Å)	5 780	5 460	4 358	4 046	3 650
n(20° C)	1,4745	1,4759	1,4837	1,4873	1,4931
n(50° C)	1,4674	1,4687	1,4765	1,4800	1,4858
n(70° C)	1,4623	1,4637	1,4714	1,4749	1,4806

On en déduit les figures 1, 2, 3, 4, 5, 6.

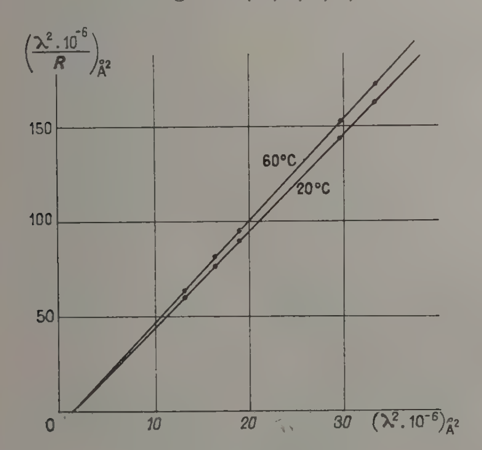


FIG. 1. — Méthanol.

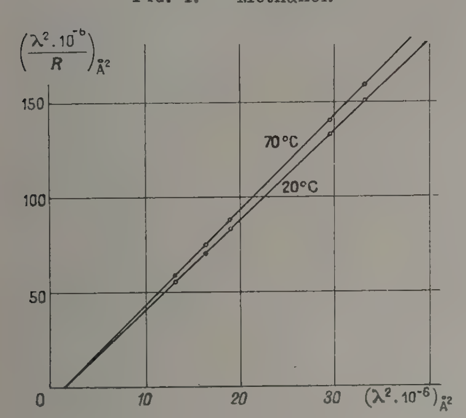


FIG. 2. — Éthanol.

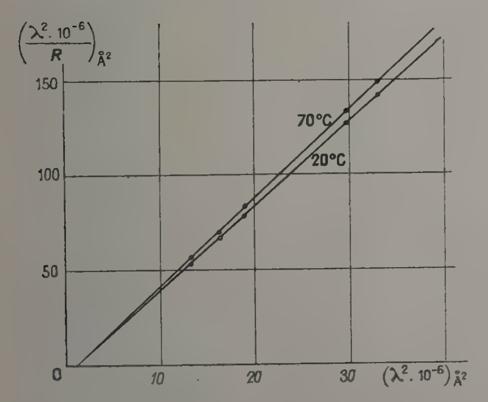


FIG. 3. — Propanol normal.

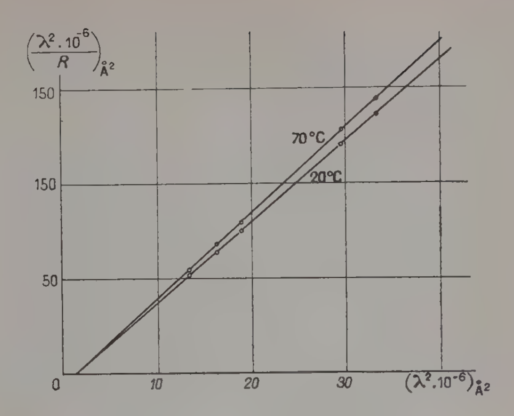


FIG. 4. — Butanol normal.

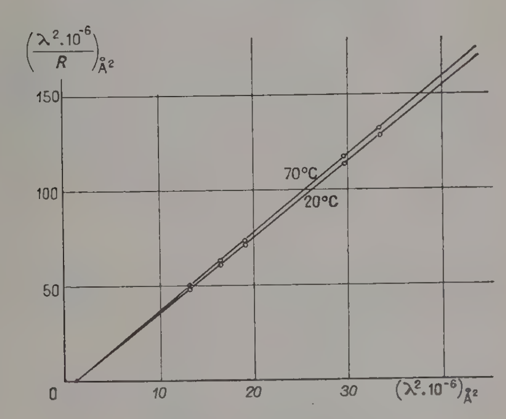


FIG. 5. — Éthanediol.

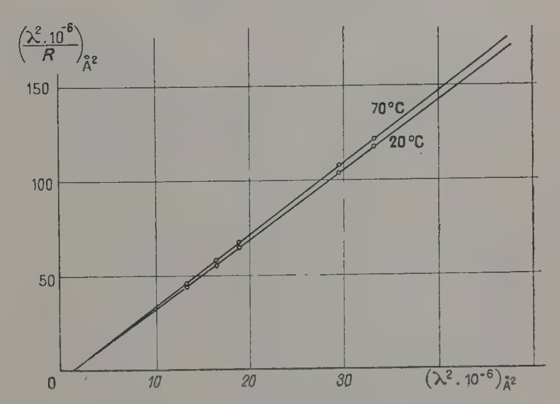


FIG. 6. — Propanetriol.

On voit sur ces figures, que les bandes réduites λ_0 se situent, pour les divers alcools, de la façon suivante :

Méthanol	λ_0 = 850 Å ± 20 Å
Éthanol	870
Propanol normal...	880
Butanol normal....	870
Éthanediol	850
Propanetriol	850

Ainsi, de même que pour les composés benzéniques on trouve [5] des longueurs d'onde λ_0 toujours voisines de 1 300 Å, ici, pour les divers alcools, on trouve pratiquement toujours la même bande « réduite » de réfraction à 850 Å.

D'autre part, les résultats de dispersion de réfraction avec la température se coordonnent comme prévu. En effet, d'après la théorie électromagnétique de la lumière, *le coefficient angulaire des graphiques rectilignes de réfraction doit varier en raison inverse de la densité* du liquide considéré, s'il y a bien invariance de la réfraction moléculaire. C'est ce que l'on peut vérifier ici.

On a bien pente × densité = Cte.

Ainsi, on peut calculer la densité des divers alcools à 70° C à partir de leur densité à 20° C et l'on constate que les valeurs calculées coïncident bien avec les valeurs relevées dans les tables [6]. Le tableau VIII établit cette confrontation.

TABLEAU VIII

Liquide et température		Densité d'après les tables (d_1 et d_2)	Pentes des graphiques (m_1 et m_2)	Densité calculée à partir de $d_2 = \frac{m_1}{m_2} d_1$
Méthanol	20°	0,791	410,5	
	70°	0,756	429,7	0,756
Éthanol	20°	0,789	425,8	
	70°	0,744	446,2	0,749
Butanol	20°	0,810	138,1	
	70°	0,772	144,7	0,772
Propanol	20°	0,803	142,3	
	70°	0,761	149,5	0,764
Éthanediol	20°	1,113	128,8	
	70°	1,078	132,6	1,081
Propanetriol	20°	1,261	296,7	
	70°	1,229	303,7	1,232

Ainsi, les graphiques rectilignes de réfraction permettent de concrétiser de manière simple et précise les résultats expérimentaux sur les alcools. La longueur d'onde réduite d'absorption est quasi-invariante et la pente varie en raison inverse de la densité.

[1] Charru (A.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 63 S.
[2] Servant (R.) et Duroux (J.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 98 S.
[3] Servant (R.), *J. Physique Rad.*, 1947, **8**, 13 S.
[4] Beynon (W. J.), *Phil. Mag.*, 1941, **31**, 5.
[5] Mangenot (Mlle M.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 60 S.
[6] Timmermans (J.), Physicochemical constants of pure organic compounds, Bruxelles, 1950.

SÉANCE DU 24 NOVEMBRE 1955

Le mandat de M. Lochet arrivant à expiration, ce dernier se retire et, après délibération, le bureau de la section Sud-Ouest de la Société Française de Physique pour l'année 1955-1956, est composé comme suit :

Secrétaire : M. R. Gay, Professeur ;
Secrétaire adjoint : M. J. Clastre, Assistant.

Les Communications suivantes ont été présentées :

(*) 1. — Microphotomètre enregistreur à échelle linéaire en densité ;

par M. F. Valentin,
Laboratoire de Physique générale de la Faculté des Sciences de Bordeaux.

I. Introduction. — Il est de pratique courante au laboratoire d'effectuer les mesures de densité d'un spectre photographique à partir de l'enregistrement qu'en donne un microphotomètre.

Nous disposions d'un appareil du type Chalonge qui donnait, sur papier photographique, la courbe de la transmission du cliché en fonction de l'abscisse ; on sait que le courant débité par la cellule photoélectrique, amplifié par un tube électromètre, est envoyé dans un galvanomètre à miroir. Ce montage a pour lui l'avantage de la simplicité, mais d'une part il nécessite une alimentation par piles et un galvanomètre très sensible et à courte période (ce qui sont des qualités contradictoires) et d'autre part sa précision diminuant rapidement avec la transparence du cliché, il s'ensuit un aplatissement du sommet de l'enregistrement des raies d'où une certaine imprécision dans l'abscisse du maximum. On est parfois tenté pour lire des détails de densité élevée, d'augmenter la sensibilité du montage, mais on est alors rapidement conduit à augmenter la surface d'exploration en ouvrant la fente et ceci au détriment de la finesse d'analyse. De toutes façons, eu égard au principe de l'appareil, il est impossible de faire des mesures précises pour des densités plus grandes que 1,5 et encore faut-il disposer de clichés ayant une hauteur de spectre suffisante.

Bien que le montage réalisé ne présente aucune originalité du point de vue électronique, nous en publions les détails parce que son adaptation sur un photomètre linéaire est très facile et que le photomètre ainsi transformé s'est révélé précieux pour la suite de nos études.

II. Principe du montage. — La partie mécanique et optique du microphotomètre a été conservée intégralement : il a suffi de remplacer la cellule photoélectrique initiale par un tube à multiplicateur d'électrons du type 931 A. La réponse logarithmique est obtenue très simplement en utilisant la caractéristique sensiblement exponentielle du coefficient de multiplication d'un tel tube en fonction de la tension entre dynodes.

Le principe du montage est le suivant (*fig.* 1). Supposons que, par un procédé convenable et qui sera expliqué dans la suite, on ait réglé la tension d'alimentation du multiplicateur de façon que le courant de sortie du tube soit constant ; dans ces conditions, à cause de la dépendance quasi-exponentielle de la sensibilité du tube en fonction de la tension d'alimentation, cette tension est une fonction sensiblement linéaire du logarithme du flux, c'est-à-dire encore de la densité du cliché. Si donc on lit la tension d'alimentation du multiplicateur à l'aide d'un voltmètre, on pourra directement graduer celui-ci en densité et les divisions seront sensiblement équidistantes.

Pour pouvoir travailler commodément sur des clichés quel que soit l'intervalle des densités extrêmes, il

suffit de pouvoir faire varier la sensibilité du voltmètre ; d'autre part le réglage initial de la luminance de la lampe d'excitation et des dimensions de la fente exploratrice se traduit par un déplacement du zéro des

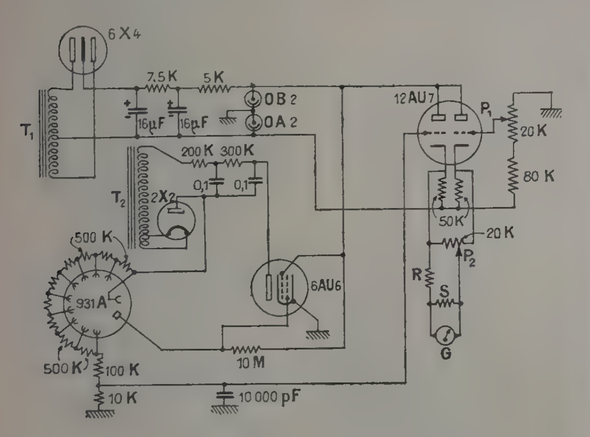


Fig. 1.

densités, il suffit donc de pouvoir aussi faire varier le zéro du voltmètre pour avoir un appareil d'usage universel. Ces deux réglages sont très faciles à obtenir si on utilise pour la mesure de la tension, un voltmètre à lampe à double triode 12AU7. Une fraction de la tension d'alimentation du photomultiplicateur est prélevée sur la dernière dynode et envoyée sur la grille de la première triode, l'ajustement de la tension de la deuxième grille par le potentiomètre P_1 définit le zéro du voltmètre ; la tension de lecture apparaît entre les deux cathodes : grâce à un potentiomètre P_2 qui règle la sensibilité du voltmètre on l'envoie sur un galvanomètre dont le circuit extérieur n'a d'autre but que de réduire sa sensibilité tout en conservant son amortissement critique. On a utilisé un galvanomètre parce que le montage antérieur le comprenait, on pourrait sans aucune difficulté le remplacer par un enregistreur à plume puisque la tension de sortie est de l'ordre de quelques volts.

Le montage comporte en outre une alimentation classique à tension stabilisée servant exclusivement pour le voltmètre à lampe (T_1, OA2, OB2), et un dispositif régulateur de tension qui a un double but : 1°) alimenter le photomultiplicateur, 2°) régler automatiquement la tension d'alimentation à la valeur correspondant à un débit constant du photomultiplicateur.

Ce dispositif régulateur comporte une alimentation très haute tension classique (T2, 2 X 2, filtrage *RC*) en série avec un tube 6AU6 dont la grille est alimentée directement par la tension de sortie du photomultiplicateur, ce tube bien que non prévu pour tenir des tensions aussi importantes donne toute satisfaction dans ce rôle ; la seule pièce nous ayant causé des ennuis est le transformateur T_2, dans ce montage, le secondaire THT est « flottant » et bien que le modèle AOS2 de Vedovelli convienne du point de vue théorique, l'isolement du début de l'enroulement, côté masse, est très insuffisant ; des fuites apparaissent rapidement et le claquage s'ensuit, il vaut mieux d'emblée faire bobiner un transformateur spécial avec un isolement plus poussé.

III. Performances. — Au point de vue des performances, la sensibilité du montage est telle que, dans les meilleures conditions, on peut couvrir un intervalle de densité de 5. Comme pratiquement, on n'a jamais besoin d'une telle étendue de mesure, on peut en pro-

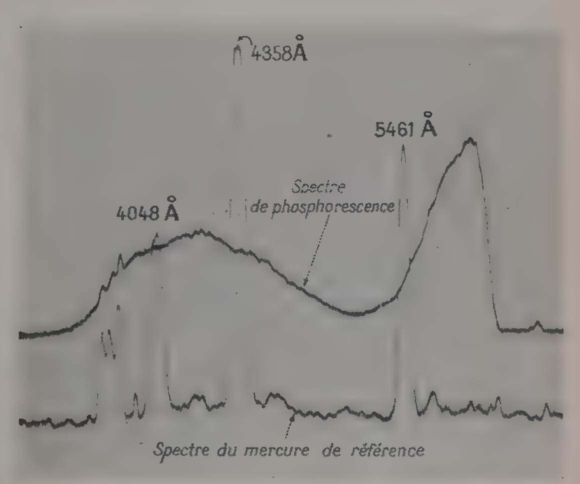


Fig. 2.

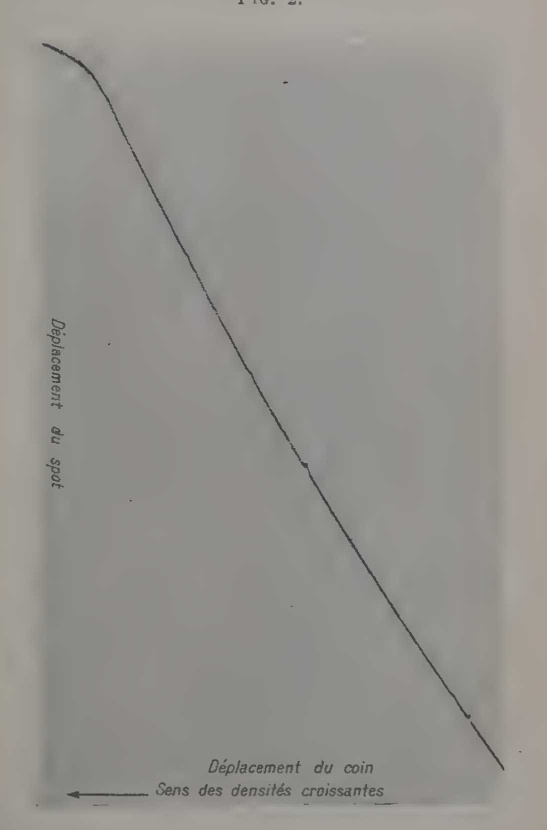


Fig. 3.

fiter pour réduire les dimensions de la fente à l'extrême ; c'est ainsi qu'on fait couramment au laboratoire des enregistrements de spectres étroits avec une fente de 0,5 × 0,05 mm, c'est le cas du spectrogramme représenté dans la figure 2 (le spectre total a une longueur de 4 mm). On présente de la même manière (*fig.* 3) l'enregistrement d'un coin de verre ; l'enregistrement est légèrement courbe au lieu d'être rectiligne comme le prévoit la théorie : c'est qu'en effet la caractéristique sensibilité-tension du multiplicateur n'est pas rigoureusement exponentielle ; cette courbure n'est pas de nature à gêner les interprétations car, dans les mesures photométriques sur un grand intervalle de densité, on est conduit de toutes façons à effectuer la sensitométrie de l'émulsion.

2. — Analyse spectrale de la phosphorescence moléculaire à la température ordinaire ;

par M. R. Lochet,

Laboratoire de Physique générale
de la Faculté des Sciences de Bordeaux.

I. Introduction. — Dans la luminescence des solutions solides de colorants organiques (fluorescéine, orangé d'acridine, ...) il faut distinguer la fluorescence et les phosphorescences α et β. La fluorescence qui est due au retour direct du premier état électronique excité ou fluorescent F à l'état normal N est la transition inverse de la première bande d'absorption, visible ou ultraviolette (fluorescence : F → N). La phosphorescence implique l'existence d'un état métastable M, d'énergie plus faible que F, et qui peut être atteint par une partie des molécules excitées. A la température ordinaire, sous l'effet de l'agitation thermique, la plupart des molécules de l'état métastable M sont désactivées sans émission mais une partie peut atteindre l'état fluorescent F et revenir enfin à l'état normal. A cette nouvelle transition F → N correspond la phosphorescence α qui, du point du vue spectral, est une simple duplication de la fluorescence. Mais, à basse température, les molécules peuvent s'accumuler dans l'état métastable, car d'une part elles n'y sont plus désactivées par les chocs et, d'autre part, elles sont dans l'impossibilité de remonter jusqu'à l'état fluorescent F, le nombre des transitions directes M → N n'est plus négligeable et il en résulte une émission de longueur d'onde plus longue que la fluorescence : c'est la phosphorescence β.

La phosphorescence peut s'observer dès la température ordinaire en milieu suffisamment rigide, une condition favorable est une extrême dilution facile à réaliser dans un adsorbat sur un support solide.

Si on se place dans les conditions où la faible intensité de la phosphorescence n'est pas un obstacle à son étude spectrale, on peut alors envisager des problèmes d'analyse ou de structure tout comme à partir du spectre de fluorescence.

Grâce à une élimination complète et sûre des radiations excitatrices, on peut étendre cette étude au cas des composés purs à l'état cristallin ou au cas des adsorbats sur support solide (chromatogrammes par exemple) sans être gêné par la diffusion intense ou même la fluorescence du support.

II. Montage. — L'efficacité de notre montage d'analyse spectrale de la phosphorescence est due à la puissance du phosphoroscope, à la luminosité du spectrographe et à la sensibilité du microphotomètre enregistreur.

a) *Phosphoroscope.* — Le schéma en a été publié dans une lettre à la rédaction du *Journal de Physique* [1]. Rappelons simplement ici que la source excitatrice était une lampe à vapeur de mercure HP 125 ([1]), fortement modulée par le secteur alternatif. En entraînant les disques du phosphoroscope par un moteur synchrone, on obtient une modulation totale de la lumière incidente sans diminuer sensiblement l'éclairage de l'échantillon.

b) *Spectrographe.* — Nous avons transformé en spectrographe lumineux un monochromateur à prisme et à objectif catadioptrique construit au Laboratoire de Physique générale par R. Lochet et J. Clastre [2] : l'objectif ouvert à $f/0{,}64$ a une longueur focale de 35 mm. On peut en effet réaliser des objectifs à grande ouverture et à grand champ en corrigeant l'aberration de sphéricité d'un miroir concave par l'aberration de signe contraire d'un dioptre sphérique. Si ces deux surfaces ont leurs centres de courbure confondus, la correction reste valable quelle que soit la direction des rayons incidents et le champ est très étendu. La surface focale est aussi une sphère de même centre que le miroir et le dioptre ; pour la radiation 436 mμ le rayon de la sphère focale est égal à 54 mm. Nous avons constaté que, lorsque le système dispersif se réduit à un seul prisme de flint d'angle 60°, on obtient pour l'ensemble des radiations comprises entre 350 et 650 mμ, une excellente mise au point sur un même plan incliné de 8° environ sur le plan normal au rayon moyen du faisceau réfléchi ; le spectre s'étend sur 4 mm et la hauteur des raies, qui n'est que le dixième de celle de la fente, atteint 1 mm dans les cas les plus favorables.

c) *Microphotomètre enregistreur.* — L'analyse photométrique d'un tel spectre n'a de sens que si la fente exploratrice du microphotomètre reste inférieure à 0,5 mm × 0,05 mm. Le microphotomètre enregistreur (Chalonge et Lambert ancien modèle) du laboratoire n'avait pas une sensibilité suffisante. M. F. Valentin [3] l'a modifié en conséquence par l'emploi simultané d'un multiplicateur d'électrons et d'un nouveau montage électronique qui conduit à une échelle sensiblement linéaire en densité.

Signalons enfin qu'outre la répartition spectrale de la phosphorescence ce montage permet des mesures de durée de vie ou du taux de décroissance des intensités par modification de l'angle de calage des disques et de leur vitesse angulaire.

III. Résultats expérimentaux. — *a*) *Phosphorescence de la cellulose pure* [4]. — En éclairant du linter de coton, fortement desséché et maintenu à l'abri de l'humidité, nous avons pu photographier le spectre de la phosphorescence et en donner la répartition spectrale en unités énergétiques (maximum vers 510 mμ).

([1]) Nous avons modifié ce montage de façon à pouvoir utiliser indifféremment une lampe HP 125 ou une lampe SP 500 à circulation d'eau. Tous les résultats reportés ici ont été obtenus uniquement avec la lampe HP 125.

Nous avons mis en évidence un effet de fatigue très important : dans nos conditons d'éclairement l'éclat de la plage phosphorescente diminuait de moitié au bout de 15 mn d'insolation ; cette décroissance rapide condamne l'emploi d'un spectrographe peu lumineux qui entraînerait de longues poses.

b) Phosphorescence des celluloses régénérées ([2]) [5]. — L'intensité de la phosphorescence commence par croître pendant les premières heures d'insolation et, en même temps, la répartition spectrale se modifie. La figure 1 reproduit l'enregistrement photométrique des spectres de phosphorescence obtenus avec des temps de pose égaux. Les courbes numérotées de 1 à 5 correspondent aux 5 premières heures d'insolation, la courbe n° 6 correspond à 9 h, la courbe n° 7 à 24 h et la courbe n° 8 à 30 h. On voit qu'au cours de l'insolation la phosphorescence varie à la fois en répartition spectrale et en intensité. Sur la figure 2 nous avons reporté les répartitions spectrales en unités énergétiques relatives aux courbes n°s 1, 4, 7 et 8 de la figure 1, les maxima étant ramenés à la même valeur absolue. On remarque l'existence de deux bandes l'une vers 560 mμ, l'autre vers 620 mμ ; cette dernière, initialement la moins intense, augmente avec la durée d'insolation jusqu'à devenir prépondérante.

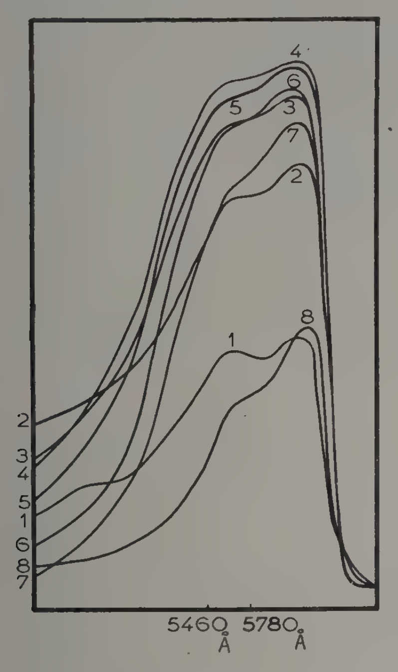


Fig. 1.

c) Phosphorescence des adsorbats d'orangé d'acridine [6]. — L'intense phosphorescence des adsorbats sur papier de l'orangé d'acridine a été signalée par Bernanose et ses collaborateurs [7] qui ont précisé qu'il était nécessaire de les dessécher au préalable et de les étudier à l'abri de l'humidité, comme nous l'avions indiqué pour la phosphorescence du linter de coton [4]. A partir de papiers teintés par des solutions alcooliques d'orangé d'acridine, lavés à l'eau, puis séchés, nous avons pu obtenir des spectrogrammes très complets de la phosphorescence avec des poses de l'ordre de 1 s. Nous avons changé de support, linter de coton, papier filtre, laine, coton, bois, sucres, plexiglas mais, si la dilution en orangé d'acridine est suffisante et la préparation convenablement desséchée, le support ne paraît pas jouer un rôle essentiel tant pour l'intensité que pour la répartition spectrale de la phosphorescence ; les propriétés hydrophiles de certains supports ne servent en définitive qu'à obtenir une

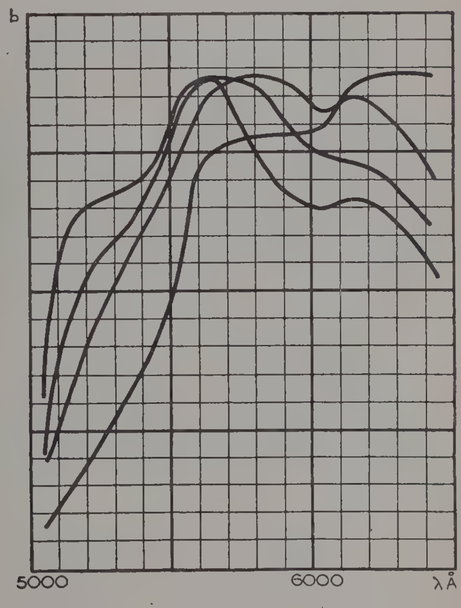


Fig. 2.

véritable solution solide étendue, qui retarde la désactivation par choc des molécules dans l'état métastable ; le même résultat peut être obtenu avec des solutions colorées de monochlorhydrine du glycol diffusant dans le plexiglas ; après départ du solvant, ces solutions solides présentent une phosphorescence intense et cela pour des dilutions plus grandes que celles qui conduisent à l'optimum de fluorescence.

Nous avons rapporté ici les enregistrements au microphotomètre des spectres de phosphorescence α de quelques adsorbats d'orangé d'acridine sur différents supports (*fig.* 3). On voit que, pour la plupart d'entre eux, la répartition spectrale est la même que pour la fluorescence d'une solution alcoolique ; deux exceptions notables cependant : celles des adsorbats sur papier filtre et sur papier Joseph.

d) Phosphorescence des supports [6]. — Nous avons pu vérifier que la plupart des supports déjà cités avaient une phosphorescence propre (comme le linter de coton étudié plus à fond [4]), mais d'intensité beaucoup plus faible que celle des adsorbats d'orangé d'acridine. Mais pas plus que les propriétés hydro-

([2]) Ces échantillons nous ont été aimablement fournis par les Laboratoires de Recherches Kodak à Vincennes (France).

philes, la phosphorescence du support n'est une condition nécessaire pour observer la phosphorescence moléculaire des adsorbats. Ainsi, le plexiglas pur n'est pas phosphorescent et nous avons signalé la phosphorescence de ses adsorbats d'orangé d'acridine. La phosphorescence du support n'est pas non plus suffisante pour entraîner celle des molécules adsorbées : le rhodoïd coloré à l'orangé d'acridine est uniquement fluorescent alors que le rhodoïd non coloré est phosphorescent.

e) *Phosphorescence des amino-acides* [8]. — Nous avons analysé la phosphorescence β de nombreux amino-acides purs à l'état cristallisé. Pour la plupart on obtient des spectres d'intensité convenable avec des temps de pose compris entre 3 et 30 mn. Du seul examen des enregistrements photométriques, on peut conclure que certains spectres sont spécifiques de la structure moléculaire. Signalons qu'à l'inverse de ce qui a été observé par P. Debye et J. O. Edwards [9] dans le cas de la phosphorescence β, à la température de l'azote liquide, la phosphorescence α n'est pas une propriété spécifique des seuls amino-acides aromatiques.

[1] Lochet (R.), Valentin (F.) et Rousset (A.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 307.
[2] Lochet (R.) et Clastre (J.), *Rev. Opt.*, 1950, **29**, 273.
[3] Valentin (F.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 8 S.
[4] Rousset (A.), Lochet (R.) et Darrine (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **237**, 37.
[5] Pavageau (J.), Diplôme d'Études supérieures, Bordeaux, 1954.
[6] Arduino (G.), Diplôme d'Études supérieures, Bordeaux, 1955.
[7] Bernanose (A.), Comte (M.) et Vouaux (P.), *J. Chim. Phys.*, 1954, **51**, 400.
[8] Rybak (B.), Lochet (R.) et Rousset (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 1278.
[9] Debye (P.) et Edwards (J. O.), *Science*, 1952, **116**, 143.

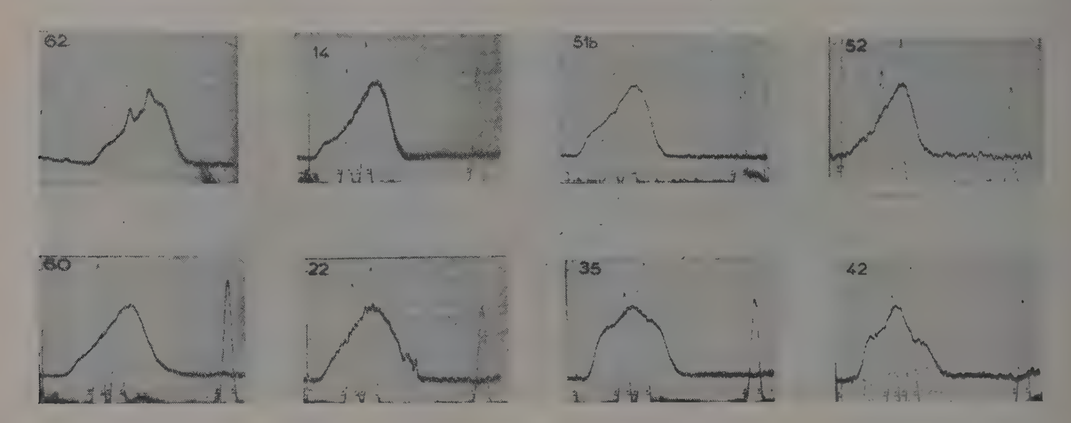


Fig. 3. — Fluorescence d'une solution alcoolique d'orangé d'acridine (62). Les deux pics sont dus à Hg 5 780 et Hg 5460 diffusées par la solution. Les autres enregistrements correspondent à la phosphorescence de l'orangé d'acridine en adsorbat ou solution solide dans le linter de coton (14), le bois (51*b*), la laine (52), le saccharose (60), le plexiglas (22), le papier filtre (35) et le papier Joseph (42). Sur chaque enregistrement est superposé un spectre du mercure (de gauche à droite, raies jaune, verte et indigo).

SECTION MÉDITERRANÉE
(*Marseille*)

SÉANCE DU 3 DÉCEMBRE 1955

M. F. Canac, Directeur du Centre de Recherches Scientifiques Industrielles et Maritimes de Marseille, préside. Les Communications suivantes ont été présentées.

(*) **1. — Propriétés optiques des lames minces d'argent dans le visible et le proche ultraviolet ;**

par M. J. Trompette,
Laboratoire de Physique générale,
Faculté des Sciences de Marseille.

Introduction. — De très nombreux travaux ont été consacrés dans les cinquante dernières années à la détermination de l'indice de réfraction ν et de l'indice d'extinction ϰ des couches minces métalliques. Malheureusement, les résultats obtenus appellent de sérieuses réserves.

D'une part, en effet, les épaisseurs des couches ont été le plus souvent déterminées par pesées en supposant que le métal en lame mince avait la même masse spécifique qu'à l'état massif. Or, il ne fait plus de doute actuellement que ces couches, surtout celles qui sont très minces, ont une structure lacunaire et que, par conséquent, cette hypothèse est erronée.

D'autre part, les différentes méthodes utilisées ont fourni pour les constantes optiques ν et ϰ deux couples de valeurs. Raisonnant par continuité les premiers expérimentateurs, comme l'a montré D. Malé [1], ont choisi le couple pour lequel le rapport $k = \varkappa/\nu$ est supérieur à 1. Or, ceci n'est pas correct car, pour $k > 1$, les courbes théoriques donnant les variations du facteur de transmission en fonction de l'épaisseur ne présentent ni maximum, ni minimum, contrairement aux courbes expérimentales. C'est donc $k < 1$ qu'il faut choisir.

Il était donc indiqué de reprendre complètement les

déterminations en appliquant une méthode, celle de D. Malé [1], fournissant simultanément les constantes optiques ν, ϰ et l'épaisseur d.

Comme l'a montré ce dernier, dans le cas de l'argent [1] il est nécessaire, pour déterminer simultanément ν, ϰ et d, de mesurer non seulement, avec la plus grande précision possible, les facteurs de réflexion et de transmission des couches, mais encore les changements de phase à la réflexion.

Les mesures de changement de phase ont été faites par R. Philip [2]. Nous avons, de notre côté, déterminé les facteurs de réflexion dans l'air R, dans le support R' et le facteur de transmission T de lames d'épaisseurs comprises entre 0 et 72 mμ. Il est possible, à l'heure actuelle, de donner à ces déterminations une excellente précision grâce à l'emploi de sources parfaitement stabilisées et de cellules à multiplicateurs d'électrons.

Les couches minces ont été déposées par évaporation-condensation sur un support de quartz à la vitesse de 2 mμ d'épaisseur par minute. Un dispositif spécial déjà utilisé et décrit par P. Cotton [3] permettait d'obtenir, simultanément et rigoureusement dans les mêmes conditions, six couches d'épaisseurs croissant régulièrement. On évitait ainsi des différences possibles de structures entre couches d'épaisseurs différentes. Le support était une lame d'étalon de Perot-Fabry dont la face utile était taillée perpendiculairement à l'axe optique. L'angle entre les deux faces était voisin de 3° afin de permettre la mesure du facteur de réflexion dans le quartz R' et du changement de phase à la réflexion air-métal.

Mesure des facteurs de réflexion et de transmission. — Ces mesures ont été faites pour huit longueurs d'onde du visible et proche ultraviolet, 48 h après la projection.

La figure 1 montre le montage optique utilisé. Nous avons comparé les facteurs de réflexion et de transmission de la lame aux facteurs de réflexion et de transmission du support de quartz nu. Pour cela nous n'avons métallisé qu'une partie de la lame d'étalon. La comparaison s'effectue grâce à une simple translation suivant l'axe O.

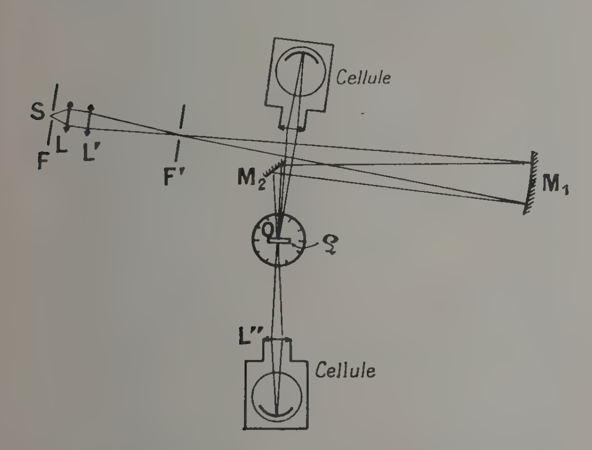


Fig. 1. — *Montage optique :* S, fente de sortie d'un monochromateur double ; F', diaphragme réglable placé au centre de M_1 ; M_1, miroir sphérique, f = 10,50 m ; M_2, miroir plan ; O, axe de rotation de la plateforme support de la lame ℒ, et de la cellule.

Pour faire des mesures correctes il est nécessaire que la tache lumineuse se forme toujours au même endroit sur la photocathode. Pour cela, on forme l'image de F' sur la photocathode et on utilise pour la translation une glissière de très bonne qualité. En opérant ainsi, on obtient le maximum de précision pour l'étude des lames les plus minces. Or, c'est précisément pour ces lames qu'il est nécessaire d'avoir de bonnes mesures pour déterminer les constantes optiques et l'épaisseur vraie. La précision de nos mesures peut varier de 2 à 8 pour mille en valeur relative suivant l'épaisseur de la lame.

Les cellules que nous avons employées sont des photomultiplicateurs : Lallemand 7 dynodes pour le visible et R. C. A. 1P28 pour l'ultraviolet. Ces photomultiplicateurs sont utilisés suivant la technique préconisée par A. Lallemand [4] et mise au point par F. Lenouvel [5]. Le courant d'anode mesuré par un galvanomètre très sensible, ne dépasse pas 4.10^{-8} A. Un shunt, constitué par des résistances ajustées au millième, permet d'utiliser le galvanomètre avec quatre sensibilités différentes.

Comparaison de nos résultats à ceux d'autres auteurs. — Les résultats obtenus, dont la figure 2 montre quelques exemples, et qui seront donnés d'une manière complète dans un prochain article [6], ont permis de montrer que, pour les lames les plus minces, la relation de Wolter

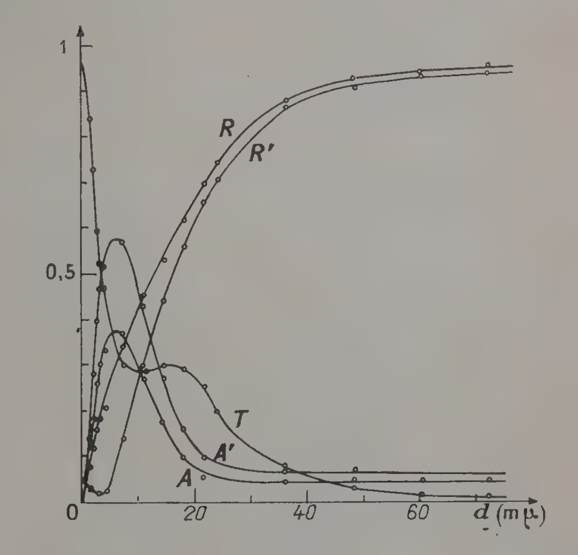


Fig. 2. — R, R', T, A et A' en fonction de l'épaisseur massique d (λ = 5 780 Å).

$$n_1(1 - T - R) = n_0(1 - T - R'),$$

où n_1 est l'indice du support et n_0 l'indice de l'air, est toujours vérifiée.

Il en est encore ainsi dans le visible pour les lames les plus épaisses.

Le facteur de transmission T des lames étudiées passe dans le visible par un maximum vers 15 mμ. Ce

maximum de 0,34 pour $\lambda = 5\,460$ Å est nettement plus faible que celui, 0,77, indiqué par R. C. Faust [7]. Nos lames ont donc des propriétés différentes de celles de cet auteur.

Les absorptions $A = 1 - T - R$ et $A' = 1 - T - R'$ passent, pour les grandes longueurs d'onde, par un maximum très important pour une épaisseur massique de 8 mμ. Ce maximum s'atténue et disparaît lorsque la longueur d'onde diminue. Nos lames épaisses sont légèrement moins absorbantes que celles étudiées par Kuhn [8].

P. Jacquinot et C. Dufour [9] ont déterminé la transparence $\mathcal{T} = T^2/(1 - R)^2$ d'un interféromètre Perot-Fabry à lames argentées en fonction de R. La figure 3 montre que, pour les deux longueurs d'onde

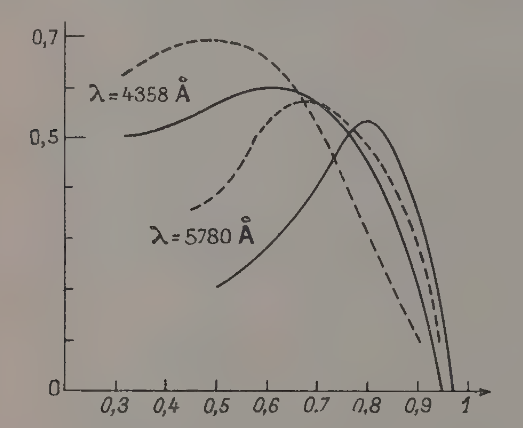


Fig. 3. — Transparence $\mathcal{T} = T^2/(1 - R)^2$, en ordonnée, d'un interféromètre de Perot-Fabry en fonction du facteur de réflexion R, en abscisse. En trait continu, les résultats de P. Jacquinot et C. Dufour ; en trait discontinu, nos résultats.

comparées, nos lames ont une transparence légèrement plus grande et que le maximum de $\mathcal{T}$ est décalé vers les plus faibles facteurs de réflexion.

[1] Malé (D.). *Ann. Physique*, 1954, **9**, 10.
[2] Philip (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 559.
[3] Cotton (P.), *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 375.
[4] Lallemand (A.), *Onde électrique*, 1952, **32**, 492.
[5] Lenouvel (F.), Thèse, Paris, 1953.
[6] Trompette (J.), *J. Physique Rad.* (sous presse).
[7] Faust (R. C.), *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 1238.
[8] Kuhn (H.), *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 422.
[9] Jacquinot (P.) et Dufour (C.), *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 427.

(*) 2. — Sur la stabilité des oscillations d'une triode ;

par M. L. Sidériadès.

L'hypothèse d'une caractéristique rectiligne s'avérant nettement insuffisante, l'approximation de M. van der Pol avec une non-linéarité sous forme quadratique ne semble pas donner entière satisfaction. La détermination des courbes intégrales dans le plan de phase fait appel à des cubiques comme isoclines ; d'autre part, l'hypothèse est purement mathématique et ne repose pas sur des données précises de l'expérience. Il paraît utile à l'auteur de préciser les paramètres en jeu en introduisant la caractéristique dynamique de la lampe, organe fondamental de la non-linéarité. L'approximation faite sur cette caractéristique étant du deuxième ordre, avec discontinuité pour les paramètres, le problème est ainsi ramené au premier ordre. Les méthodes de l'analyse topologique, appliquées au système dynamique, et l'utilisation des isoclines, simplifiées au maximum, permettent une étude complète dans le plan de phase avec mise en évidence des oscillations stables sous forme de cycles limites pour les courbes intégrales. Les résultats théoriques ainsi obtenus sont corroborés sur l'écran d'un oscillographe par un dispositif expérimental permettant de visualiser les courbes intégrales.

Cette question fera l'objet d'une publication ultérieure dans le *Journal de Physique*.

(*) 3. — Sur divers régimes de fonctionnement d'un thyratron ;

par M. R. Bedos,
Laboratoire de Physique M. P. C.,
Faculté des Sciences de Marseille.

Dans une étude précédente [1] faite sur une triode, on a constaté que lorsque la tension de polarisation v est appliquée à la grille à travers une résistance de valeur suffisante, la seule valeur de v ne suffit pas à déterminer le courant plaque. Ce courant dépend alors du sens de variation imposé à la tension de polarisation et on peut, pour une même valeur de v, obtenir deux valeurs différentes du courant plaque. La variation de la polarisation appliquée étant effectuée dans un sens puis dans le sens opposé, on obtient en effet deux caractéristiques de plaque distinctes.

Ce mode de fonctionnement d'une triode peut être rapproché de celui d'un thyratron, pour lequel il existe, dans les conditions habituelles d'utilisation, une double détermination du courant plaque.

Dans une nouvelle série d'expériences, j'ai tout d'abord précisé que, pour le thyratron, trois modes de fonctionnement sont possibles, suivant que la différence de potentiel appliquée entre plaque et cathode est supérieure, inférieure ou voisine de la tension d'amorçage du gaz qui se trouve à l'intérieur de l'ampoule. La tension d'amorçage, donnée par le constructeur, est évidemment liée à la tension d'ionisation, mais elle tient compte des termes correctifs qu'il faut apporter dans les conditions de l'expérience, à savoir : vitesse initiale des électrons émis par la cathode et existence d'une différence de potentiel de contact entre la cathode et l'anode.

L'influence de la tension de plaque sur la forme de la caractéristique de plaque a été étudiée en prenant dans tous les cas la précaution d'insérer une résistance de sécurité R_p dans le circuit de plaque.

Lorsque la tension de plaque est plus grande que la tension d'amorçage, on obtient le fonctionnement habituel du thyratron ; le courant de plaque une fois établi ne dépend plus que du circuit extérieur, la grille ne jouant pratiquement plus aucun rôle.

En choisissant une tension de plaque suffisamment

inférieure à la tension d'amorçage, on obtient un fonctionnement analogue à celui d'une triode à vide.

Enfin, pour une tension légèrement supérieure à la tension d'amorçage, la grille conserve sa possibilité de contrôle du courant plaque. On obtient une courbe

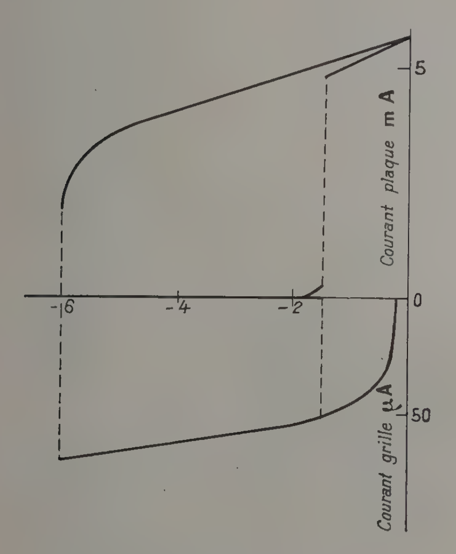


FIG. 1. $V_p = 18{,}75$ V ; $R_p = 400\ \Omega$.

représentative (*fig.* 1) analogue à celle obtenue pour une triode dans le cas précédemment étudié. Ce fait doit retenir particulièrement l'attention. Pour préciser, il est nécessaire en premier lieu de rétablir les valeurs des tensions réellement appliquées entre plaque et cathode en tenant compte de la chute de tension produite par le courant plaque dans la résistance en série.

La tension réellement appliquée reste supérieure à la tension d'amorçage tant que la tension grille reste elle-même inférieure à la tension critique qui permet l'apparition du courant plaque. Dès que ce dernier apparaît, sa brusque augmentation a pour effet de réduire la tension plaque-cathode à une valeur inférieure à la tension d'amorçage. La valeur maximum du courant plaque obtenu dans ces conditions (5 mA) montre que tous les atomes du gaz ne sont pas ionisés car, s'il en était ainsi, ce courant ne devrait dépendre que du circuit extérieur ce qui donnerait alors un courant de 50 mA environ. Le fait que l'ionisation se maintienne, bien que la tension appliquée soit inférieure à la tension d'amorçage, est possible (comme on peut le constater dans les diodes à gaz à cathode chaude) grâce à l'existence d'atomes excités dont l'ionisation complète exige une énergie plus faible que celle normalement nécessaire. Ce phénomène persistera tant que cette énergie pourra être fournie par les électrons émis, c'est-à-dire tant que la tension de grille ne sera pas trop négative. Il faut enfin remarquer que le rôle de la résistance de plaque est essentiel pour ce mode de fonctionnement du thyratron, en rendant à la grille sa possibilité de contrôler le courant de plaque.

Si l'on considère, maintenant, la courbe représentative du courant de grille dans ce cas, il faut remarquer qu'elle est identique à celle obtenue dans l'étude de la triode [1].

En résumé, il est possible d'obtenir formellement les mêmes caractéristiques courant plaque-tension grille, courant grille-tension grille avec une triode comportant une résistance en série dans le circuit de grille et un thyratron fonctionnant sous une tension de plaque peu supérieure à la tension d'amorçage de la lampe.

Une étude comparée de ces deux phénomènes qui, bien que formellement semblables, diffèrent dans les conditions nécessaires à leur obtention, doit permettre d'en trouver une explication valable.

[1] JAUSSERAN (C.) et BEDOS (R.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 106 S.

SECTION SUD-EST
(*Grenoble*)

SÉANCE DU 30 MARS 1955

1. — Sur la formation des noyaux de renversement dans les grains fins ;

par M. L. NÉEL,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal.

L'explication de la formation des noyaux de renversement a toujours constitué une des question les plus difficiles de la théorie de l'hystérésis ferromagnétique. Dans le cas d'une substance ne possédant qu'un seul axe de facile aimantation, constituée de grains sphériques de diamètre d, Kittel [1] a calculé le champ magnétique H_c nécessaire pour créer et faire grossir un noyau de renversement supposé formé d'une calotte sphérique d'épaisseur δ et il a trouvé entre H_c et d une relation de la forme

$$H_c = A - \frac{B}{d}$$

qui donne l'allure des résultats expérimentaux obtenus par Guillaud [2] dans le cas de Mn-Bi.

Dans ce calcul, il a été supposé que l'énergie magnétostatique W_m du système constitué par la calotte et le reste de la sphère aimantés en sens inverses est de l'ordre de

$$W_m = J_s^2 V \delta / 4d, \tag{1}$$

où V est le volume de la sphère et J_s l'aimantation spontanée. Mais il semble plus légitime d'admettre que cette calotte, de volume égal à $\pi d\, \delta^2/2$, est simplement placée dans le champ démagnétisant $- 4\pi J_s/3$ de la sphère ce qui donne

$$W_m = 8\pi J_s^2 V \delta^2 / d^2. \tag{2}$$

Ce résultat est d'ailleurs confirmé par le calcul rigoureux de l'énergie magnétostatique d'une sphère

coupée par un plan en deux fractions inégales aimantées antiparallèlement [3].

Si l'on admet la formule (2) à la place de la formule (1), on ne peut alors plus trouver aucune relation entre le champ coercitif et le diamètre du grain.

Dans le cas de substances magnétiquement uniaxes, telles que Mn-Bi, il n'existe donc à l'heure actuelle aucune théorie susceptible d'expliquer la variation du champ coercitif avec la dimension des grains. Pour les substances cubiques qui possèdent 3 ou 4 axes de facile aimantation, il semble que la formation des noyaux de renversement soit beaucoup plus facile et que le champ coercitif soit plutôt déterminé par les difficultés de propagation des parois déjà formées que par les difficultés de formation des noyaux de renversement ; en effet, dans de tels grains, de simples théories de déplacement de parois conduisent à des relations entre le champ coercitif et les dimensions des grains qui sont à peu près vérifiées par l'expérience [4].

[1] Kittel (C.), *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 810.
[2] Guillaud (C.), Thèse, Strasbourg, 1943.
[3] Néel (L.), *Cahiers de Physique*, 1944, **4**, n° 25, 21.
[4] Néel (L.), *Phil. Mag.*, 1955, **4**, 191 ; Remarques sur les propriétés magnétiques des couches minces et des grains fins (61e Colloque International C. N. R. S. sur les propriétés électriques et magnétiques des couches minces, Alger, avril 1955), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 250.

2. — Développements récents dans les générateurs électrostatiques à cylindre isolant. Un générateur à 400 kV. Explication de quelques paradoxes ;

par M. N. Félici,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal.

Un des traits caractéristiques des générateurs électrostatiques est la possibilité de disposer leurs organes de la façon la plus variée. Elle est due en particulier à l'absence de toute sujétion analogue au circuit magnétique des générateurs électromagnétiques. Les chercheurs de toutes les époques n'ont pas manqué de tirer parti de cette possibilité pour essayer les constructions les plus inattendues et la machine à courroie par exemple, proposée dès 1784 par le Belge Walkiers, a reparu 150 ans après sous le nom de van de Graaff.

Si l'on se place au point de vue de l'efficacité pratique et même industrielle, la gamme des dispositions que l'on peut envisager se restreint singulièrement, car il s'agit de concilier ensemble puissance, durée et économie. Beaucoup de tentatives dans ce sens n'ont pas été couronnées de succès, qu'il s'agisse des générateurs isolés par le vide proposés sur un plan assez abstrait par van de Graaff et Trump en 1930, des machines à secteurs conducteurs des Russes Joffé et Hochberg en 1940 ou même des appareils à transporteurs conducteurs construits à Grenoble de 1942 à 1951.

Depuis cette dernière date, le Laboratoire d'Électrostatique du C. N. R. S. a étudié un nouveau dispositif, le générateur à cylindre isolant, dont la construction en petite série par la Société Anonyme de Machines Électrostatiques semble justifier les espérances qu'il a suscitées dès le début. Dans ce générateur, qui a une certaine parenté avec la machine à courroie, le transporteur est un cylindre isolant creux, fixé sur un arbre métallique tournant, que des lames ionisantes chargent et déchargent un nombre pair de fois par tour. Le stator est un cylindre de verre légèrement conducteur, intérieur au précédent, et séparé de lui par quelques dixièmes de millimètre seulement. Des inducteurs métalliques, en nombre pair, font face aux ioniseurs et provoquent par influence, à travers l'épaisseur des deux cylindres, la charge et la décharge du transporteur (*fig.* 1). L'ensemble fonctionne dans une atmosphère d'hydrogène pur comprimé à 15 à 20 atmosphères, gaz dont les propriétés diélectriques méconnues jusqu'à ces derniers temps ont beaucoup contribué au succès.

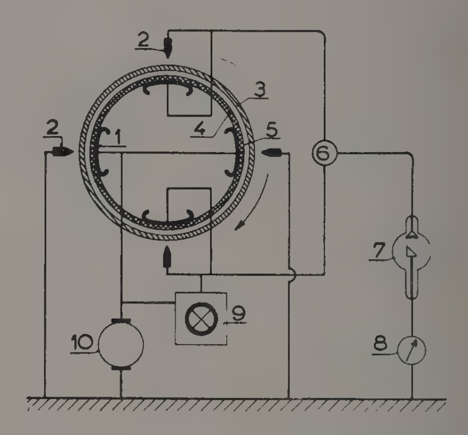


Fig. 1. — 1, Inducteur ; 2, Ioniseur ; 3, Rotor cylindrique isolant ; 4, Stator de verre ; 5, Interstice ; 6, Pôle H. T. ; 7, Récepteur ; 8, Mesure du courant ; 9, Régulateur de tension ; 10, Générateur d'excitation.

Le nombre de pôles peut naturellement varier dans de larges proportions comme dans toutes les machines électriques à symétrie circulaire. C'est encore un des avantages du générateur à cylindre que d'admettre des pôles très nombreux en gardant une tension appréciable, ce qui permet d'atteindre des courants relativement importants avec une seule surface transporteuse. Par exemple, un modèle actuellement courant, dont le cylindre a 15 cm de diamètre extérieur et 18 cm de longueur utile, peut donner, en tournant à 3 000 tr/mn, avec 4 pôles 200 kV et 2,5 mA ; avec 6 pôles 130 kV et 3,5 mA ; avec 8 pôles 80 kV et 5 mA. La puissance est donc peu affectée par la multiplication des pôles, ce qui permet des débits qu'on aurait jugés il y a peu de temps presque invraisemblables, et qui ouvrent au nouveau générateur le domaine des applications industrielles. La vitesse peut d'ailleurs être portée sans inconvénient à 6 000 tr/mn, ce qui permet d'atteindre 1 kW et 10 mA.

Du côté des tensions très élevées, on pourrait se demander si la forme circulaire est bien adaptée au but poursuivi et si des machines de ce type seraient capables de fournir les centaines ou les milliers de kilovolts réclamés par les accélérateurs de particules. Ce point présentait une grande importance, car l'intérêt de générateurs à très haute tension donnant un débit important avec un fonctionnement assuré s'est gran-

dement accru en raison des progrès effectués par les sources d'ions qui permettent de produire ainsi des flux de neutrons rapides égaux et même supérieurs à ceux des piles atomiques.

Jusqu'à présent on s'est habitué à l'idée qu'un pôle de générateur à très haute tension doit présenter comme celui de la machine à courroie une forme plus ou moins sphérique et entourer le plus complètement possible les ioniseurs. Cette disposition est fort incommode ; aussi a-t-on cherché au Laboratoire d'Électrostatique à s'en passer complètement. On trouvera peut-être hautement paradoxal de prétendre porter à 400 kV une lame d'acier de 0,03 mm, qui ne se trouve qu'à quelques centimètres de la masse, sans interposer aucun écran conducteur bien arrondi. Heureusement, la nécessité d'un tel écran est imaginaire, comme l'expérience l'a montré.

S'il est vrai qu'une lame mince portée à haute tension au voisinage de la masse est en général très peu recommandable, il faut tenir compte qu'ici cette lame doit recueillir le courant apporté par le rotor grâce à l'influence de l'inducteur. Cet inducteur est, comme dans toutes les machines à cylindre, recouvert par le verre et noyé dans un composé asphaltique de bonnes qualités diélectriques, de telle sorte qu'aucune étincelle dans le gaz ne peut partir de lui. Quant à la lame,

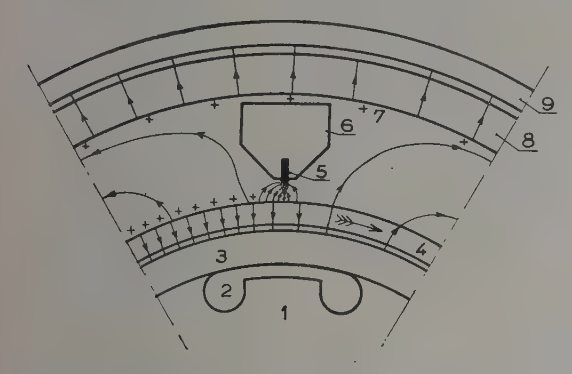


Fig. 2. — Répartition du champ autour d'un ioniseur de débit d'un générateur cylindrique de tension positive (la lame ionisante n'est pas à l'échelle) : 1, Remplissage isolant ; 2, Pôle inducteur ; 3, Stator de verre ; 4, Rotor cylindrique ; 5, Lame ionisante ; 6, Porte-lame ; 7, Couche positive formant écran ionique ; 8, Écran diélectrique ; 9, Cylindre métallique (au sol).

l'influence de l'inducteur tend à chasser les charges (supposées positives) du rotor vers elle. Elle *reçoit* donc des lignes de force, alors que, pour provoquer des amorçages à la masse, elle devrait en *envoyer*. Là est l'explication du paradoxe : grâce à l'influence de l'inducteur, lui-même entièrement entouré de diélectriques solides, le champ qui entoure la lame s'oppose à la propagation de l'étincelle (*fig.* 2).

Pour prouver la valeur de l'explication précédente, il suffit de renverser le sens des lignes de force au voisinage de la lame, c'est-à-dire de passer du fonctionnement générateur au fonctionnement moteur, car alors l'ioniseur doit déposer des charges positives sur le rotor au lieu de les recevoir (*fig.* 3). L'expérience montre que, dans ces conditions, la tension qu'il est possible d'isoler est bien plus petite et que des étincelles se produisent très facilement entre les lames ioniseurs.

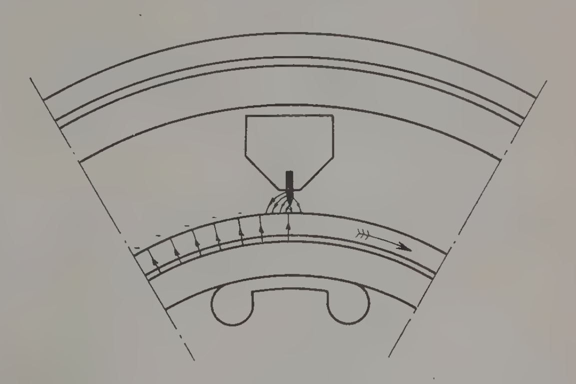


Fig. 3. — Répartition du champ autour du pôle positif dans le cas du fonctionnement moteur.

Un autre paradoxe tient au fait qu'aucun organe analogue au cylindre de Faraday ne vient assurer la décharge complète du rotor, qui passe à quelques centimètres de la masse et n'en est séparé que par des écrans diélectriques. Sur la base de la capacité de la surface du rotor avec le cylindre à la masse, on conclurait que le débit est impossible, la totalité de la charge apportée par le rotor étant retenue sur lui par suite de la capacité parasite, capacité accrue par l'interposition d'écrans diélectriques. C'est pourquoi beaucoup de physiciens croyaient indispensable d'entourer les ioniseurs de débit par une manière de cylindre de Faraday, comme la sphère de van de Graaff ou l'écran-portefeuille de Chaumat. En fait, ce sont les écrans diélectriques qui en tiennent lieu. Dès que la machine est en marche, ils se recouvrent de couches d'ions qui tendent à empêcher les lignes de force de les traverser. Si l'isolant choisi est de haute résistivité, l'état final est le même que si la constante diélectrique était zéro (*fig.* 2). La capacité résiduelle du rotor est alors totalement annulée. Cette application des écrans ioniques méritait d'être signalée, car c'est là un effet peu connu des physiciens, bien qu'il ait été remarqué depuis assez longtemps, ne serait-ce qu'à l'occasion de la célèbre controverse Crémieux-Rowland.

3. — Détermination de la structure de Ti_2CaO_4 par la méthode statistique ;

par MM. F. Bertaut,

Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal.

et P. Blum,

Laboratoire d'Électrochimie et d'Électrométallurgie, Grenoble.

La méthode statistique développée par l'un de nous [1], est appliquée à l'étude de cristaux dont la quantité était insuffisante pour entreprendre l'analyse chimique. Les cristaux provenaient de l'électrolyse ignée d'un bain de TiO_2 et de $CaCl_2$.

La maille a pour dimensions :

$$a = 9{,}727\ ;\quad b = 9{,}976\ ;\quad c = 3{,}136\ \text{Å}.$$

Le groupe d'espace est D_{2h}^{17}-B bmm.

On a pu déterminer la structure et, par là, préciser la formule chimique qui est Ti_2O_3, CaO. La maille contient quatre unités Ti_2CaO_4. Le voisinage des ions Ti^{3+} est octaédrique ; celui de Ca^{2+} est un polyèdre formé par 9 atomes d'oxygène.

Les positions des atomes sont

8 Ti en 8 f) $\pm\left(x,\ y,\ 0\ ;\ x, \frac{1}{2} - y,\ 0\right)$ avec $x = 0{,}126$, $y = 0{,}065$;

4 Ca en 4 c) $\pm\left(x, \frac{1}{4}, 0\right)$ avec $x = 0{,}384$;

4 OI en 4 b) $\left(\frac{1}{2}, 0, 0\ ;\ \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0\right)$;

4 OII en 4 c) avec $x = 0{,}060$;

8 OIII en 8 f) avec $x = 0{,}236$, $y = -0{,}100$;

plus translations $\left(0, 0, 0\ ; \frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}\right)$.

Le facteur R a pour valeur 0,16. La détermination des structures apparentées A_2O_3,CaO (A = V, Mn, Cr, Fe) est en cours.

Un mémoire détaillé paraîtra ailleurs.

[1] Bertaut (F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 152, 272 et 938 ; *Acta Cryst.*, 1955, **8**, 537, 544 et 823.

SÉANCE DU 1er JUILLET 1955

1. — Quelques remarques sur la théorie des susceptibilités ;

par M. Y. Ayant.

I. Introduction. — Prenons le cas magnétique, pour fixer les idées ; un champ $H(t)$ engendre sur un système un moment $M(t)$ et, dans le cas linéaire, on peut toujours écrire

$$M(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt' K(t, t') H(t'). \tag{1}$$

Les processus étant stationnaires, K ne doit dépendre que de $t - t'$ et enfin le principe de causalité exige que $K(t, t') = 0$ pour $t < t'$.

Donc

$$M(t) = \int_{-\infty}^{t} dt' k(t - t') H(t'). \tag{2}$$

En prenant la transformée de Fourier de (2), on en tire que

$$\text{T.F de } M = \chi(\omega).(\text{T.F de } H) \tag{3}$$

avec

$$\chi(\omega) = \int_0^\infty d\tau\, k(\tau)\, e^{-i\omega\tau}, \tag{4}$$

où $\chi = \chi' - i\chi''$ est la susceptibilité complexe.

II. Relation avec la fonction de corrélation quantique. — H est couplé au système par un couplage

$$H^{(1)} = -\mu H,$$

où μ est un certain moment magnétique. a, b, ... désignant des niveaux du système, on voit que la puissance absorbée est donnée par

$$P(t) = \sum_{a,b} \dot{\varpi}_{b,a}(t)\, \rho_a\, \hbar\omega_{ba}, \tag{5}$$

où $\varpi_{b,a}(t)$ est la probabilité qu'il y ait eu une transition $a \to b$ entre 0 et t,

$$\hbar\omega_{ba} = E_b - E_a, \quad \rho_a = \frac{1}{Z} e^{-E_a/kT}.$$

L'on a

$$\varpi_{b,a}(t) = \hbar^{-2} \left| \int_0^t dt' |(b|\mu|a)|^2 H(t')\, e^{i\omega_{ba}t'} \right|^2. \tag{6}$$

A l'aide de (5) et (6) et en introduisant la fonction de corrélation quantique

$$K(\tau) = \sum_{a,b} \rho_a |(b|\mu|a)|^2\, e^{i\omega_{ba}\tau}, \tag{7}$$

on trouve

$$P(t) = \frac{2}{\hbar} \int_0^t dt'\ H(t)\ H(t')\ \dot{K}(t - t').$$

Faisons $H(t) = H_0 \cos \omega t$ et supposons que le processus dure depuis longtemps :

$$P(t) = \frac{2H_0^2}{\hbar} \operatorname{Im} \int_{-\infty}^{t} dt' \cos \omega t \cos \omega t'\ \dot{K}(t - t'). \tag{8}$$

En transformant (8) et en l'identifiant avec la formule classique

$$P(t) = \omega H_0^2 [\chi''(\omega) \cos^2 \omega t - \chi'(\omega) \sin \omega t \cos \omega t],$$

on en tire

$$\left.\begin{aligned} \chi''(\omega) &= \frac{2}{\hbar\omega} \operatorname{Im} \int_0^\infty d\tau \cos \omega\tau\ \dot{K}(\tau), \\ \chi'(\omega) &= -\frac{2}{\hbar\omega} \operatorname{Im} \int_0^\infty d\tau \sin \omega\tau\ \dot{K}(\tau). \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

On peut ainsi lier $k(\tau)$ à $K(\tau)$:

$$k(\tau) = \frac{2}{\hbar} \operatorname{Im} K(\tau).$$

III. Application. — Bornons-nous au cas où le spectre de μ comprenne un pic étroit et symétrique, autour de ω_0. Il est clair que

$$\operatorname{Im} K(\tau) = \frac{\hbar\omega_0}{kT} h(\tau) \sin \omega_0\tau. \tag{10}$$

$h(\tau)$ est une fonction décroissante ($\to 0, \tau \to \infty$). De (9) et (10), on tire

$$\chi = \frac{\omega_0}{kT} \int_0^\infty d\tau\, e^{i\Delta\omega\tau} h(\tau) \quad (\Delta\omega = \omega - \omega_0). \tag{11}$$

En faisant $h(\tau) = \text{Cte}.e^{-\alpha\tau^2/2}$, on trouvera l'absorption gaussienne et la dispersion correspondante. En unités réduites,

$$\chi'' = \sqrt{2\pi}\, e^{-x^2/2},\ \chi' = -2\, e^{-x^2/2} \int_0^x du\, e^{u^2/2}. \tag{12}$$

On peut tirer de là un critère de forme permettant de distinguer entre une forme de Gauss ou de Lorentz quand on ne connaît que la dispersion :

$$\frac{(\chi'\Delta\omega)_{\max}}{(\chi'\Delta\omega)_{\infty}} = \begin{cases} 1 & \text{(Gauss);} \\ 0{,}5 & \text{(Lorentz).} \end{cases}$$

On peut également trouver les moments de la courbe d'absorption, si on ne connaît que $\chi'(\Delta\omega)$:

$$\chi'(\Delta\omega) = \frac{A}{\Delta\omega} + \frac{B}{\Delta\omega^3} + \frac{C}{\Delta\omega^5} \qquad (\Delta\omega \rightarrow \infty),$$

$$\overline{\Delta\omega^2} = B/A, \quad \overline{\Delta\omega^4} = C/A, \quad \text{etc.}$$

2. — Étude expérimentale des surstructures d'orientation ;

par MM. C. Weddigen et J.-C. Barbier,

Les surstructures d'orientation ont été définies par L. Néel qui en a développé la théorie dans un important mémoire [1]. Si on chauffe à une température T_1, dans un champ magnétique, une solution solide ferromagnétique à deux constituants A et B, les atomes proches voisins d'un atome donné se répartissent d'une façon anisotrope autour de ce dernier. La température T_1 assez élevée pour que les atomes puissent diffuser, est cependant inférieure à la température du point de Curie. Dans ces conditions, il se forme une surstructure d'orientation que l'on peut conserver par une trempe rapide jusqu'à une température T_0 assez basse pour que la diffusion soit impossible. Par suite de l'anisotropie due à la surstructure, l'énergie d'aimantation dans une direction est alors fonction de l'angle φ que fait cette direction avec la direction de traitement et peut se mettre en première approximation sous la forme

$$D(\varphi) = D_2 \cos 2\varphi.$$

L. Néel a calculé l'expression de D_2. Dans le cas d'une substance polycristalline isotrope par compensation il a établi la relation suivante

$$D_2 = \frac{\mathrm{n} C_a^2 C_b^2 L_0 L_1}{30\, VRT_1},$$

où n est le nombre d'atomes proches voisins d'un atome donné, C_a et C_b sont les concentrations des deux constituants A et B, L_0 et L_1 les valeurs à T_0 et T_1 d'un coefficient L lié notamment à la magnétostriction, V le volume atomique moyen des atomes A et B et R la constante des gaz parfaits.

L'étude expérimentale des surstructures se ramène à la mesure de D_2. La détermination de la fonction $D(\varphi)$ peut se faire avec une balance magnétique de torsion. Un échantillon (ellipsoïde de révolution) traité est suspendu à un fil de torsion. Sous l'influence d'un champ magnétique de mesure H perpendiculaire à l'axe de révolution de l'échantillon et faisant un angle φ avec la direction de traitement, l'échantillon tourne d'un angle θ jusqu'à une position d'équilibre définie par

$$C\theta = -\frac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}\varphi} = -2D_2 \sin 2\varphi,$$

C étant la constante de torsion du fil de suspension. En faisant tourner le champ de mesure autour de l'axe de révolution on peut établir point par point la courbe $\theta(\varphi)$.

Pour entreprendre l'étude expérimentale des surstructures des alliages Fe-Ni pour lesquels L. Néel a prévu des énergies d'anisotropie de l'ordre de 10^3 ergs/cm³, nous avons dû résoudre trois problèmes :

1) préparation des échantillons, 2) traitement thermomagnétique, 3) mesure de l'anisotropie.

1. Préparation des échantillons. — Les échantillons doivent être très purs, polycristallins et initialement isotropes par compensation. Cette dernière condition impose que l'alliage obtenu ne soit pas formé de cristaux trop gros car l'énergie magnétocristalline est très grande, de l'ordre de 10^5 ergs/cm³. Par fusions sous vide au four à induction et trempes gazeuses, les alliages avaient la pureté voulue mais le diamètre des cristaux atteignait souvent 5 mm. Avant tout traitement thermomagnétique, l'anisotropie initiale était de 2 000 à 3 000 ergs/cm³. Nous avons été amenés à construire un dispositif spécial de fusion et coulée dans un moule refroidi, les deux opérations étant effectuées sous un vide de 10^{-5} mm de mercure. Par ce procédé, la dimension des cristaux a été réduite à 0,1 mm et l'anisotropie initiale à environ 70 ergs/cm³.

2. Traitement thermomagnétique. — La dimension du four de traitement a été limitée à 4 cm pour que dans l'entrefer de l'électro-aimant le champ de traitement soit assez intense pour obtenir la saturation. Le dispositif comprend une partie fixe, sur laquelle l'échantillon est mis en place dans une position bien repérée, et une partie chauffante mobile verticalement grâce à un système de glissères. Le four est étanche pour permettre une circulation d'hydrogène. A la fin du traitement, la partie chauffante du four est élevée et, simultanément, un fort courant d'hydrogène froid arrive au niveau de l'échantillon par une couronne de distribution. La vitesse de trempe est de l'ordre de 30° C/s pour une température de traitement de 700° C.

3. Mesure de l'anisotropie. — Les couples à déterminer sont faibles et, sans précautions particulières, les mesures sont faussées par l'existence de couples parasites. Les plus gênants sont ceux qui entraînent une irreproductibilité des mesures. Ils viennent essentiellement de variations dans la mise en place de l'échantillon dans la balance et de la balance dans le champ magnétique. On peut les classer en trois groupes principaux :

a) *Couples d'inclinaison.* Si l'axe de révolution de l'échantillon est incliné par rapport à l'axe de révolution du champ magnétique de mesure, le coefficient de champ démagnétisant n'est plus le même dans toutes les directions du plan horizontal. Il en résulte un couple parasite dont la valeur peut atteindre dans notre cas $1{,}4.10^3$ dynes/cm/cm³ pour une inclinaison de 2° de l'axe de l'échantillon.

b) *Couples de décentrage.* Ils apparaissent quand l'échantillon est décentré simultanément par rapport à l'axe de la balance et par rapport à l'axe de révolution du champ. Un décentrage de 0,2 mm entraîne un couple de l'ordre de 170 dynes/cm/cm³.

c) Couples de magnétostriction. Ils viennent de la variation de volume de l'échantillon et du travail fourni contre les forces de serrage. Avec un serrage très symétrique on peut les limiter à des valeurs assez faibles.

L'élimination de ces couples a posé essentiellement des problèmes délicats d'ordre mécanique. La balance perfectionnée que nous avons finalement mise au point est à contrepoids. La force de tension du fil de torsion est exercée par un poids de mercure contenu dans un récipient d'araldite. Le fil de torsion est un fil de tungstène ou de bronze. La tête de fixation de la balance est particulièrement soignée. Elle peut subir des déplacements contrôlables de 2.10^{-2} mm dans deux directions perpendiculaires et des rotations sur elle-même de 10^{-3} rd. La pince de centrage de l'échantillon, du type américain, donne un serrage très symétrique. Tous les matériaux qui constituent la balance sont amagnétiques.

La précision des mesures est maintenant de 5 dynes/cm/cm³ et la sensibilité de 1 dyne/cm pour un déplacement de 0,1 mm du spot lumineux sur une échelle à 2 m.

Les premières expériences que nous avons faites sur des alliages du type permalloy ont donné des résultats très satisfaisants. Ils feront l'objet de publications ultérieures.

[1] Néel (L.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 225.

3. — La susceptibilité magnétique du modèle d'Ising ;

par M. F. Sykes.

On a d'abord exposé deux méthodes de calcul approximatives de la susceptibilité magnétique du modèle d'Ising pour les températures au-dessus du point de Curie : 1° la méthode du champ moléculaire appliquée à un seul spin, équivalente à l'approximation de Bragg et Williams [1] ; 2° la méthode du champ moléculaire appliquée à un spin et ses q premiers voisins, équivalente à l'approximation de Bethe [2]. La première donne pour la courbe de l'inverse de la susceptibilité en fonction de la température une droite, la seconde introduit une courbure qui s'étend sur une région beaucoup plus large que celle expérimentalement observée [3].

On a comparé ces courbes approchées qui évidemment négligent la structure du réseau, à la solution exacte, obtenue par la méthode du dénombrement des complexions, et représentée par un développement en série. La solution exacte possède une courbure plus accusée et concentrée dans le voisinage du point critique de sorte que la courbe a bien l'allure de celles observées. On espère publier les détails de ces travaux dans un proche avenir.

[1] Bragg (W. L.) et Williams (E. J.), *Proc. Roy. Soc.*, 1934, A **145**, 649.
[2] Weiss (P. R.), *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1493.
[3] Néel (L.), *J. Physique Rad.*, 1934, **5**, 104.

SÉANCE DU 4 NOVEMBRE 1955

1. — Relativité restreinte, nouvelle transformation ;

par M. R. Reulos.

La transformation de Lorentz, sous sa forme bien connue, est un cas particulier d'une transformation plus générale dont la matrice a pour expression

$$T = \begin{bmatrix} \alpha\delta_{kr} + (1-\alpha)\dfrac{v_k v_r}{v^2} & \dots & -v_k \\ -\dfrac{v_r}{c^2} & \dots\dots\dots & 1 \end{bmatrix}, \qquad (1)$$

où $\alpha = \sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = v/c$ et δ_{kr} est le symbole de Kronecker.

Ainsi, lorsque la vitesse $\vec{v}$, génératrice de la transformation, n'est plus parallèle à l'axe des x, la transformation n'est plus linéaire par rapport aux composantes v_k du vecteur $\vec{v}$, par suite de la présence des termes rectangles $v_k v_r$, ce qui présente une réelle complication qui limite l'emploi de la transformation générale.

L'auteur a découvert la transformation linéaire orthogonale représentée par l'une ou l'autre matrice

$$\mathcal{R} = \frac{1}{\alpha}\begin{bmatrix} \delta_{kr} + i\,\delta_{krs}\dfrac{v_r}{c} & \dots & -v_k \\ -\dfrac{v_r}{c^2} & \dots\dots\dots & 1 \end{bmatrix}, \qquad (2)$$

$$R = \frac{1}{\alpha}\begin{bmatrix} \delta_{kr} + i\,\delta_{krs}\,\beta_s & \dots & i\beta_k \\ i\beta_r & \dots\dots\dots & 1 \end{bmatrix}. \qquad (3)$$

$\delta_{krs} = \delta_{kr}$, s est l'indice qui reste lorsqu'on a choisi k et r ($k \neq r$) parmi les nombres 1, 2, 3. Cette transformation est complexe, la transformation conjuguée jouit des mêmes propriétés. $\mathcal{R}$ opère sur les variables x_1, x_2, x_3, t ; R opère sur les variables de Minkowski x_1, x_2, x_3, $x_4 = ict$. Celle-ci s'écrit sous la forme développée ([1], p. 528, formule 1).

$$\frac{1}{\boldsymbol{v}}\begin{bmatrix} v_4 & v_3 & -v_2 & v_3 \\ -v_3 & v_4 & v_2 & v \\ v_2 & -v_1 & v_4 & v \\ -v_1 & -v_2 & -v_3 & v_4 \end{bmatrix} \qquad (4)$$

$$= \frac{1}{\boldsymbol{P}}\begin{bmatrix} P_4 & P_3 & -P_2 & P_1 \\ -P_3 & P_4 & P_1 & P_2 \\ P_2 & -P_1 & P_4 & P_3 \\ -P_1 & -P_2 & -P_3 & P_4 \end{bmatrix}, \qquad (5)$$

avec $\quad \boldsymbol{v}^2 = \sum_1^4 v_k^2, \quad v_4 = ic, \quad P_k = mv_k,$

$\boldsymbol{P} = m\boldsymbol{v} = imc\sqrt{1-(v^2/c^2)} = im_0 c$, m étant la masse d'un corpuscule dont la vitesse est $\vec{v}$.

Peter G. Bergmann a cherché le rapport de notre transformation à celle de Lorentz ; il a obtenu la transformation d'espace, représentée par la matrice

$$S = \begin{bmatrix} v^{-1}\left[\delta_{kr} + i\,\delta_{krs}v_s + \dfrac{v-1}{v^2}v_i v_j\right] & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

La nouvelle transformation est en principe applicable à la théorie de la Relativité restreinte, puisqu'elle est *linéaire* et *orthogonale* et qu'*elle admet la transformation de Galilée en première approximation.* Son principal intérêt réside dans le fait qu'elle est également *linéaire par rapport aux* v_k. Supposons maintenant qu'un corpuscule de masse m ait précisément la vitesse $\vec{v}$ de la transformation. Celle-ci peut alors prendre la forme (5), en fonction des composantes P_k du quadrivecteur $P_k = mv_k$ qui représente la quantité de mouvement en l'absence d'interaction ([1], p. 529, formule 3). [On sait en effet que lorsque le corpuscule possède la charge e et qu'il est soumis à l'action du potentiel-vecteur de composantes A_k, son impulsion p est accrue de la quantité p^0 de composantes $p_k^0 = (e/c)A_k$.] On a donc $p = P + (e/c)A$, soit

$$P = p - \frac{e}{c}A. \qquad (6)$$

La nouvelle transformation apparaît donc comme une *fonction bilinéaire des variables* conjuguées x_k et p_k, ce qui lui procure des applications intéressantes en mécanique ondulatoire. Du point de vue formel, elle se rattache à la fois à la théorie des *quaternions* de Hamilton ([1], page 471, formule 22) et aux matrices unitaires de Dirac ([1], page 473, formule 23).

L'auteur l'a appliquée [2] à la transformation du champ et du potentiel électrostatique d'une particule, il a retrouvé facilement les formules de Thomson, qui donnent le champ électromagnétique d'une particule en mouvement uniforme, ainsi que l'expression bien connue du potentiel électromagnétique correspondant. Les conditions de variance doivent être adaptées à la nouvelle transformation.

Il était intéressant d'appliquer cette transformation à la recherche des équations de la Mécanique ondulatoire. Dans le système de référence Σ_0 lié au corpuscule et supposé galiléen, considérons une onde φ représentée par le quadrivecteur de composantes φ_1, φ_2, φ_3, φ_4. Plaçons nous ensuite dans le système de référence Σ animé d'une translation uniforme de vitesse $\vec{v}$ (de composantes v_k) par rapport à Σ_0. L'onde transformée aura pour expression dans le système Σ

$$\Psi = R\varphi, \qquad (7)$$

mais en vertu du caractère orthogonal de la transformation, on a, en revenant au système Σ_0,

$$\varphi = R^T \Psi, \qquad (8)$$

R^T étant la transformation inverse et transposée de R. Le système (7), (8) représente le « *système algébrique* » de notre théorie ([1], § 4, page 530).

Nous introduisons maintenant le concept de Louis de Broglie. Nous supposons que l'onde associée au corpuscule au repos, d'énergie W_0, est une onde stationnaire de fréquence $\nu = W_0/h$, de pulsation $\omega = W_0/\hbar$ mais nous supposons en outre que cette onde a partout la même intensité au même instant, qu'en d'autres termes, elle se propage avec une vitesse infinie. Ces propriétés sont exprimées par les équations différentielles

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - i\frac{W_0}{\hbar}\right)\varphi_k = 0, \qquad \frac{\partial}{\partial x_l}\varphi_k = 0, \qquad (9)$$

k et l prennent les valeurs 1, 2, 3, 4.

Si l'on passe maintenant du système Σ_0 au système Σ, soit à l'aide de la transformation de Lorentz généralisée, soit, plus simplement, à l'aide de la transformation non classique, on obtient facilement ([1], § 5, page 532). le système (10)

$$\left(\frac{\partial}{\partial x_l} + i\frac{p_l}{\hbar}\right)\Psi_k = 0, \quad (10) \qquad \left(\frac{\partial}{\partial x_l} + i\frac{p_l}{\hbar}\right)\varphi_k = 0. \quad (11)$$

Il est d'ailleurs facile de s'assurer que le système (11), analogue à (10), et qui correspond à (9), est vérifié par l'onde dans le système lié au corpuscule, au même titre que (9) parce que (11) contient (9) ; on retrouve le « système différentiel » de notre théorie. Il suffit alors d'éliminer les quadrivecteurs P et p entre le système algébrique, le système différentiel et les équations (8) pour retrouver le système d'équations de notre théorie ([1], § 6, page 539).

L'auteur a montré ([1], § 2, page 515 et § 15, page 559) que ces équations peuvent être utilisées dans les systèmes de référence non galiléens, qu'elles admettent pour solution l'*onde plane* de la mécanique ondulatoire, qu'elles contiennent les équations de Proca et les équations du photon de Louis de Broglie ([1], § 7, page 541), ainsi que les équations du champ électromagnétique classique de Maxwell et de Lorentz ([1], § 1 et 2, ch. V, p. 563-564). Il a pu ainsi rattacher d'une manière simple et directe, le champ électromagnétique à l'onde ψ de la mécanique ondulatoire.

Les équations considérées comme représentant le corpuscule de spin unité et, en particulier, *les équations de l'électromagnétisme apparaissent ainsi comme une conséquence géométrique de la relativité.* Cette transformation a servi de thème à l'auteur au cours de la rédaction de l'article cité. L'auteur avait évité de la présenter comme une transformation relativiste afin de maintenir avec la théorie de Dirac un parallélisme plus serré, mais la forme ci-dessus lui paraît plus logique.

[1] Reulos (R.), Recherches sur la théorie des corpuscules, *Ann. Inst. Fourier*, années 1953 et 1954.

[2] Reulos (R.), On a non classical transformation in special relativity, *Phys. Rev.* (à paraître) ; Compléments à la théorie de la relativité, *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 1107.

(*) 2. — Sur l'interprétation des courants prédisruptifs dans les gaz comprimés à l'aide du phénomène de Schottky ;

par M. A. Boulloud.

Pour lever les difficultés soulevées par l'hypothèse de l'émission froide (coefficient d'amplification locale du champ électrique appliqué trop grand, travail d'extraction de la surface de l'ordre de 1 eV au plus, aire des centres émetteurs de l'ordre de 10^{-13} cm²), Kerner et Raether [1], puis Morant [2] ont proposé d'expliquer par le phénomène de Schottky les courants de l'ordre de 10^2 à 10^6 électrons par seconde émis à la température ambiante par des surfaces métalliques soumises à des champs électriques de l'ordre de 6.10^4 à $1{,}1.10^5$ V/cm. L'interprétation plus satisfaisante obtenue de la sorte nous a incité à confronter cette théorie avec nos résultats expérimentaux relatifs aux courants prédisruptifs de l'ordre de 10^{-11} à 10^{-6} A passant dans l'air sous une

pression d'une cinquantaine d'atmosphères entre des plateaux métalliques de 10 cm² de surface écartés de quelques dixièmes de mm et soumis à des champs électriques compris entre 2.10^5 et $1{,}2.10^6$ V/cm [3].

Le phénomène de Schottky obéissant à la loi

$$i = AST^2 \exp\left[- e(\varphi - \sqrt{eE})/kT\right], \qquad (1)$$

où i est l'intensité du courant, A une constante, S l'aire émettrice, T la température absolue, e la charge de l'électron, φ le potentiel d'extraction, E le champ électrique et k la constante de Boltzmann, nous avons reproduit sur la figure 1 quelques courbes typiques obtenues en portant log i en fonction de $E^{1/2}$.

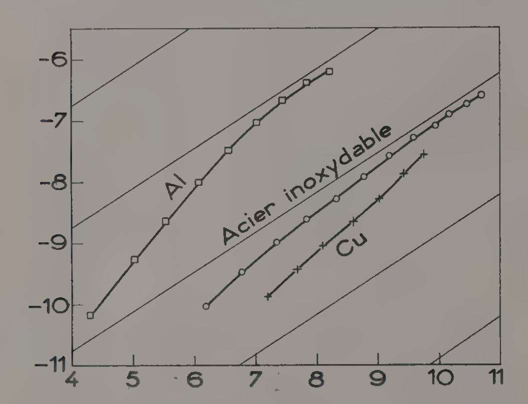


Fig. 1. — Diagramme de Schottky pour les courants prédisruptifs dans les gaz comprimés. En abscisse, $E^{1/2}$; en ordonnée log i (E est évalué en 10^4 V/cm et i en A). Les droites tracées sur la figure ont la pente de la droite théorique de Schottky pour la température ambiante.

Contrairement à ce que laisse prévoir la formule (1), ces courbes C ne sont pas rectilignes. Les écarts à la linéarité dépassent sensiblement les erreurs d'expérience et, sauf dans le cas d'électrodes de cuivre pour lesquelles les résultats sont peu reproductibles, la pente des courbes C est d'autant plus grande que le champ électrique est plus petit. Pour les champs les plus intenses, elle se rapproche de celle de la droite théorique de Schottky relative à la température ambiante.

La valeur de φ, déduite de l'intersection de l'asymptote des courbes C pour les champs électriques très intenses avec l'axe des ordonnées, est comprise entre 1,2 et 0,6 V suivant la valeur adoptée pour l'aire émettrice (de 10^{-10} à 1 cm²). Une valeur aussi basse ne peut correspondre qu'à une anomalie de la surface des électrodes. Elle n'est pas inconcevable si on l'attribue, par exemple, à une couche d'oxyde semi-conductrice. La courbure des courbes C s'interprète alors par la théorie, développée entre autres par Becker [4], de l'émission thermionique des surfaces à potentiel d'extraction non uniforme. Cette théorie est généralement utilisée pour des variations locales de φ ne dépassant pas quelques dixièmes de volt. Dans ces conditions, les écarts à la droite de Schottky ne se manifestent que pour des champs électriques inférieurs à 5.10^4 V/cm. En ce qui nous concerne, l'amplitude des variations de φ est de l'ordre de plusieurs volts. Il n'est donc pas étonnant que des écarts subsistent pour des champs plus intenses. A la lumière de nos résultats, les données expérimentales utilisées par Kerner et Morant se situeraient ainsi dans un domaine où la pente des courbes C diffère sensiblement de celle de leur asymptote.

Les considérations précédentes permettent d'expliquer pourquoi on n'observe pas de relation évidente entre la nature du métal des électrodes et le comportement des courants prédisruptifs dans les gaz comprimés. Elles laissent cependant subsister quelques difficultés. Pour les champs électriques les plus intenses, l'épaisseur de la barrière de potentiel à la surface de la cathode est de quelques dizaines d'angströms et on voit mal pourquoi, à cette échelle, le champ agissant serait pratiquement égal au champ appliqué, compte tenu du microrelief de la surface. D'autre part, nos mesures ont été effectuées jusque pour des champs électriques très voisins des conditions disruptives, pour lesquels les calculs d'ionisation laissent prévoir une amplification observable du courant émis. Hormis le cas du cuivre, rien de tel n'apparaît sur la figure.

En dépit de ces difficultés, il semble bien que l'interprétation des courants observés à l'aide du phénomène de Schottky soit correcte. En effet, l'émission froide dans le vide est pratiquement indépendante de la température [5]. Il n'est pas impossible que la présence d'une atmosphère gazeuse fasse intervenir cette dernière, par suite, par exemple, des modifications du travail d'extraction dues aux phénomènes d'adsorption. L'équation (1) laisse cependant prévoir une influence de la température sur les courants prédisruptifs tellement considérable (le courant devrait varier dans un rapport de l'ordre de 1 à 3 pour une modification de la température de 20° C au voisinage de la température ambiante) que la mise en évidence d'un tel effet apporterait la preuve que l'on se trouve bien en présence d'un phénomène essentiellement thermique. Or les vidanges et les remplissages partiels de l'enceinte, qui s'effectuent d'une manière approximativement adiabatique, permettent de produire aisément des variations de la température de 15 à 20° C. Nous avons observé que ces variations de la pression s'accompagnaient de variations du courant de l'ordre de grandeur voulu par l'équation (1). Dans un cas particulier, par exemple, un abaissement rapide de la pression de 50 à 40 kg/cm² s'est accompagné d'un abaissement du courant de 14.10^{-10} A à $4{,}2.10^{-10}$ A, puis le réchauffement lent du gaz a fait remonter la pression à 42,2 kg/cm² tandis qu'au bout de 14 mn l'intensité du courant s'était relevée à 15.10^{-10} A, la tension appliquée restant constante pendant toute la durée de l'essai. De nouvelles expériences sont actuellement entreprises pour mettre en évidence de manière plus directe cet effet de la température.

[1] Kerner (K.) et Raether (H.), *Z. ang. Physik*, 1954, **6**, 212.
[2] Morant (M. J.), *Proc. Phys. Soc.*, 1955, **68** B, 513.
[3] Boulloud (A.), Thèse, Grenoble, 1953.
[4] Becker (J. A.), *Rev. Mod. Physics*, 1935, **7**, 95.
[5] Ahearn (A. H.), *Phys. Rev.*, 1933, **44**, 277.

SÉANCE DU 16 DÉCEMBRE 1955

1. — Temps de relaxation en résonance quadrupolaire ;

par M. Y. Ayant,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Institut Fourier, Grenoble.

Le texte de cette Communication paraîtra prochainement sous la forme d'un article détaillé dans le *Journal de Physique.*

2. — Sur quelques ferrites et chromites mixtes ;

par M. C. Delorme,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Institut Fourier, Grenoble.

On étudie l'influence des substitutions sur la déformation quadratique [1] dans les ferrite et chromite de cuivre.

Pour chaque ion substituant on observe une concentration limite au-dessus de laquelle le spinelle mixte reste cubique quel que soit le traitement thermique.

Cette teneur limite est d'autant plus faible que le rayon ionique du substituant est plus grand.

Le cuivre a été substitué par les ions bivalents Ni, Co, Mg, Zn, Cd, Ca [2].

D'autre part,

le spinelle mixte $Fe_{2-x}Cr_xCuO_4$ cesse d'être quadratique pour $x \geqslant 0,4$,

le spinelle mixte $Cr_{2-x}Fe_xCuO_4$ cesse d'être quadratique pour $x \geqslant 0,5$,

le spinelle mixte $Fe_{2-x}Al_xCuO_4$ cesse d'être quadratique pour $x \geqslant 0,3$,

le spinelle mixte $Cr_{2-x}Al_xCuO_4$ cesse d'être quadratique pour $x \geqslant 0,8$.

[1] Bertaut (F.) et Delorme (C.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 505.
[2] Delorme (C.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 1588.

3. — Influence de la température dans les applications des ferrites en hyperfréquences ;

par M. F. Mayer,
Laboratoire de Radioélectricité de l'Institut Polytechnique de Grenoble.

La rotation du plan de polarisation d'une micro-onde, due à l'effet Faraday dans un ferrite, est sensiblement proportionnelle à l'aimantation de ce ferrite [1], [2], [3].

Dans le cas d'une onde plane, incidente sur une plaque indéfinie, la relation théorique donnant cette rotation est simple. Si on est loin de la résonance ferrimagnétique ($\omega \gg \gamma H_{int}$), s'il n'y a pas d'effet de résonance due aux champs démagnétisants associés aux parois des domaines ($\omega \gg 4 \pi \gamma M_{satur}$) et si l'on néglige l'anisotropie du milieu, la rotation par unité de longueur du ferrite est donnée par la relation

$$\frac{\theta}{l} = \varepsilon_{eff}^{1/2} \gamma_{eff} M,$$

où ε_{eff} est la permittivité effective du milieu $[= (|\varepsilon| + \varepsilon')/2$ avec $\varepsilon = \varepsilon' - i \varepsilon'']$, γ_{eff} le rapport gyromagnétique effectif du milieu et M l'aimantation longitudinale du milieu.

Cette rotation est non réciproque, c'est-à-dire indépendante du sens de propagation de l'onde UHF.

Dans le cas d'une onde guidée, la relation donnant θ est plus compliquée, mais de la même forme, faisant intervenir le produit $\gamma_{eff} M$ et le facteur ε.

Dans les applications pratiques de cet effet non réciproque, les isolateurs à effet Faraday sont les plus connus.

Ces appareils ont une atténuation très faible dans un sens de propagation et une atténuation très élevée dans le sens inverse. Il faut un angle de 45° parfaitement constant pour avoir une atténuation inverse maximum, c'est-à-dire pour annuler aussi complètement que possible l'onde réfléchie vers l'entrée ; en effet, ce n'est que dans ce cas qu'il n'y a aucune composante de l'onde réfléchie parallèle aux petits côtés du guide rectangulaire d'entrée. En pratique, la température du milieu gyromagnétique varie en fonction de la température ambiante et en fonction de l'énergie HF dissipée dans le milieu, ce dernier ayant un angle de perte non négligeable. Alors, l'aimantation du ferrite peut varier, comme l'ont indiqué divers auteurs [4], [5], mais aussi le rapport gyromagnétique effectif de la substance. Dans le cas d'un ferrite sans température de compensation, la rotation diminue quand la température augmente, pour tendre vers zéro à la température de Curie du ferrite. La figure 1 indique cette variation pour le ferrite de nickel.

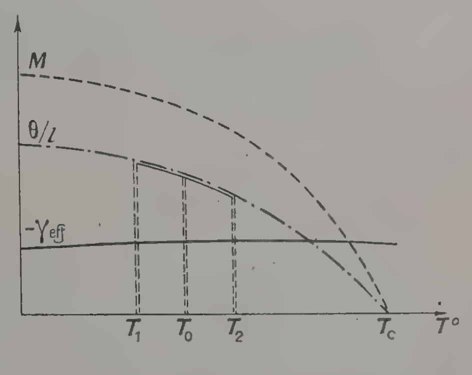


Fig. 1.

Dans le cas de l'isolateur, on ajustera $\theta = 45°$ pour une température moyenne T_0, où on a l'atténuation inverse maximum. Au-dessus et au-dessous de cette température, θ diminue ou augmente et l'atténuation inverse diminue. La qualité de l'isolateur diminue (*fig.* 2).

Les ferrites pratiques utilisés pour la bande X (ceux qui donnent une rotation convenable avec des pertes d'insertion α_{dir} faibles) ont des températures

de Curie de l'ordre de 100 à 250° (ferrites de NiZn, riches en Zn) et l'effet de température est très gênant. On indique par exemple une variation de θ de 0,4 pour cent /° C autour de 20° C [6], ce qui rend inutilisable cet isolateur pour une gamme de températures de — 30 à + 60° par exemple.

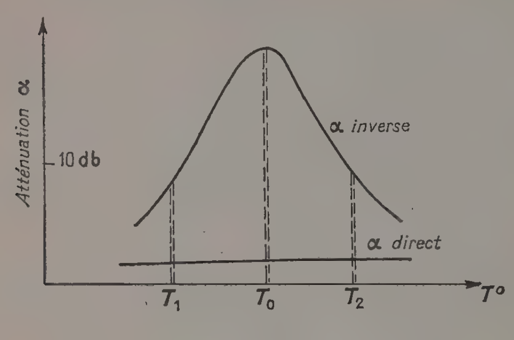


Fig. 2.

Plusieurs solutions ont été proposées pour remédier à cet inconvénient [6].

La solution la plus simple consiste à utiliser un ferrite à température de Curie élevée et n'ayant pas de pertes prohibitives. On se trouve alors à une température normale dans la région où l'aimantation et θ varient peu. Ainsi un ferrite à température de Curie de 500° (ferrite de nickel pur) montre des variations de rotation inférieures à 0,03 pour cent /° C autour de 20° C.

Une autre solution consiste à disposer en série n éléments isolateurs de même forme et d'un même ferrite, chaque élément donnant lieu à une rotation de 45° à une même température moyenne (*fig.* 3).

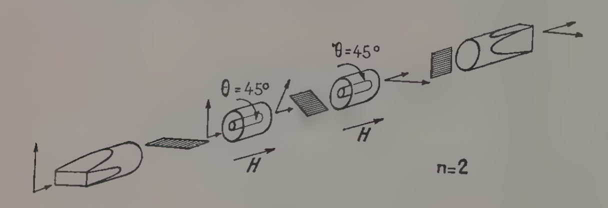


Fig. 3.

On multiplie ainsi l'atténuation inverse par n, ce qui permet des variations de température nettement plus grandes pour une atténuation inverse minimum donnée (*fig.* 4).

Une troisième solution proposée consiste à placer en série plusieurs isolateurs à barreaux de ferrite de même qualité, mais de dimensions différentes. Chaque barreau est dimensionné pour fournir une rotation de 45° pour des températures différentes. On obtient de cette sorte une courbe d'atténuation inverse à plusieurs maxima, répartis dans la gamme de températures utile (*fig.* 5).

Ces dernières solutions ont l'inconvénient de multiplier aussi par n l'atténuation dans le sens direct.

D'autres solutions nous paraissent possibles. L'idéale serait le développement d'un ferrite dont le produit $\gamma_{eff} M$ reste constant dans la gamme des températures ambiantes ; on peut remplir cette condition en adjoignant à un barreau de ferrite classique un ferrite à courbe d'aimantation ascendante à température croissante [7]. De tels ferrites sont connus ; toutefois il faut que leur aimantation ne soit pas trop faible et que leurs pertes diélectriques ne soient pas trop élevées pour que leur application soit intéressante.

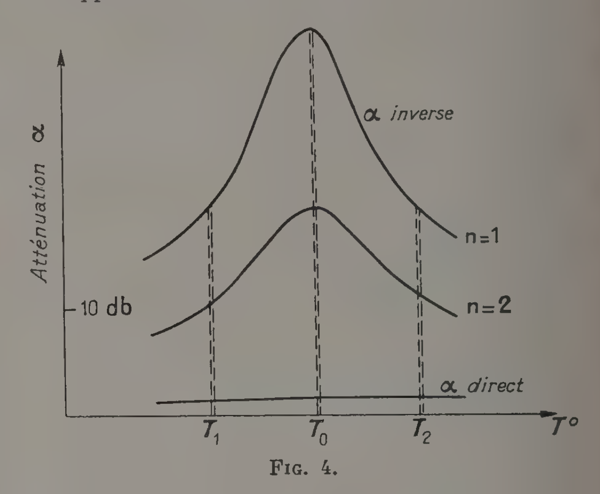


Fig. 4.

Une autre façon de compenser les effets de température consiste à placer l'échantillon de ferrite dans une enveloppe de matière isolante, dont la permittivité dépend de la température.

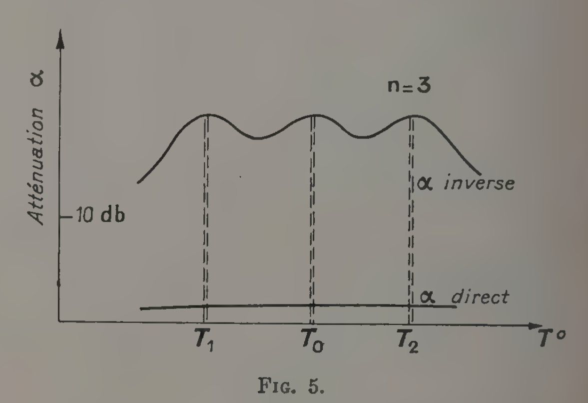


Fig. 5.

Nous avons vu plus haut que la rotation dépend de la permittivité « effective » du ferrite. En augmentant la permittivité à l'emplacement du ferrite dans le guide, par une gaine diélectrique à ε élevé, on augmente le champ magnétique transversal dans le ferrite et on fait croître la rotation, l'énergie électrique ayant augmenté dans le ferrite. L'effet « amplificateur » de la rotation dépend de la configuration des champs dans le guide et des forme et qualité des échantillons de ferrite et de diélectrique [6]. Il ne faut pas, en particulier, que le barreau de ferrite ait un diamètre trop gros, ou la gaine une permittivité trop élevée ; sinon des modes d'ondes supérieures peuvent prendre naissance et la fraction d'énergie contenue dans le ferrite

peut diminuer au lieu d'augmenter : la rotation Faraday diminue par conséquent.

En utilisant une enveloppe mince de diélectrique à pertes faibles, et qui montre une variation importante de sa permittivité en fonction de la température, il semble possible de compenser les variations de rotation dans une large gamme de températures.

On choisira par exemple un diélectrique ferroélectrique avec une température de Curie suffisamment élevée ; l'augmentation de la permittivité pour des températures croissantes permettra la compensation plus ou moins parfaite de la rotation. Les pertes diélectrique du ferroélectrique pourront être très faibles par le le choix convenable du mélange.

Les mêmes méthodes de correction sont utilisables pour des éléments à ferrite à champ transversal dans un guide d'onde rectangulaire, tels que les déphaseurs réciproques et non réciproques. Les corrections publiées, citées plus haut, sont inefficaces dans ces applications.

[1] Rado (G. T.), *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 529.
[2] Van Trier (A. A. Th. M.), *Appl. Sc. Res.*, [B], 1953, **3**, 305.
[3] Mayer (F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 81.
[4] Rowen (J. H.), *Bell System Techn. J.*, 1953, **32**, 1333.
[5] Duncan (B. J.) et Swern (L.), *Proc. I. R. E.*, 1955, **43**, 623.
[6] Fox (A. G.), Miller (S. E.) et Weiss (M. T.), *Bell System Techn. J.*, 1955, **34**, 5.
[7] Néel (L.), *Ann. Physique*, 1948, **3**, 137.

SECTION SUD-EST
(*Lyon*)

SÉANCE DU 16 DÉCEMBRE 1955

1. — Sur quelques recherches d'absorption et de diffusion de la lumière dans l'atmosphère et dans la mer ;

par M. Y. Le Grand,
Professeur au Muséum National d'Histoire Naturelle.

Exposé de quelques recherches récentes exécutées au Laboratoire de Physique du Muséum sur l'optique des milieux naturels troubles (atmosphère brumeuse et mer), qui joue un rôle physique et biologique important.

1° Calcul des diffusions multiples dans une atmosphère brumeuse (Mlle J. Lenoble) par l'emploi de la méthode de Chandrasekhar ; l'indicatrice de diffusion est celle de Gumprecht ou, du moins, une représentation approchée de cette indicatrice par un développement en polynômes de Legendre, d'ordre 2. Les calculs ont été faits avec un ciel de luminance uniforme, puis complétés avec le soleil. Le même calcul est applicable à la mer, sans grandes modifications.

2° Pénétration et diffusion de l'ultraviolet solaire dans la Méditerranée (Mlle J. Lenoble et Y. Le Grand). Mesures avec un spectrographe enregistreur pointant vers le haut, ou bien vers le bas, ou encore horizontalement. On peut en déduire l'absorption par diffusion et l'absorption propre en fonction de la longueur d'onde (coefficients décimaux en m^{-1}) ;

	λ = 4 040 Å	3 600 Å	3 305 Å
Absorption par diffusion	= 0,030	0,040	0,045
Absorption propre	= 0,015	0,032	0,055

3° Pénétration et diffusion de la lumière visible dans la Méditerranée (A. Ivanoff), mesurées avec un spectrographe manié par un plongeur jusqu'à 20 m de profondeur. La transparence maximum est à 0,5 μ environ (95 % de transmission par mètre) ; la diffusion est un peu sélective, mais beaucoup moins que la loi de Rayleigh (l'exposant de λ serait de l'ordre de —2,5).

4° Mesures de la polarisation de la lumière diffusée dans la mer (A. Ivanoff), en rade de Villefranche, en photographiant les franges d'un polariscope de Savart et en mesurant ensuite leur contraste ; à l'horizontale, le champ électrique prédominant est normal au plan vertical passant par l'observateur et le soleil, et la polarisation varie entre 15 % face au soleil et 34 % à 90° du soleil.

(*) 2. — Mobilité de la polarisation spontanée du titanate de baryum ferroélectrique ;

par M. L. Eyraud.

Le titanate de baryum à structure perovskite présente le phénomène de ferroélectricité au-dessous de 120° C. Suivant la température, il existe sous quatre formes cristallographiques :

cubique	pour	$T > 120°$ C,
tétragonal	pour	$10° < T < 120°$ C,
orthorombique	pour	$-70° < T < 10°$ C,
trigonale	pour	$T < -70°$ C.

Au-dessus de 120° C la cellule-unité de $BaTiO_3$ est un cube de 4 Å d'arête, avec des ions Ba aux sommets du cube, des ions O au centre des faces et un ion Ti au centre du cube (*fig.* 1).

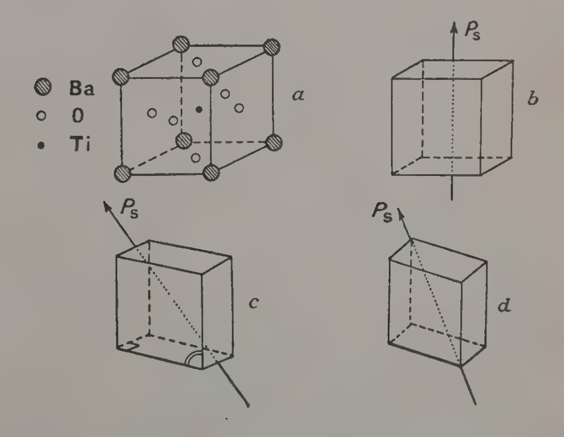


Fig. 1. — Structure du titanate de baryum aux différentes températures : *a*) structure cubique, *b*) structure tétragonale, *c*) structure orthorombique, *d*) structure trigonale.

Dans la structure tétragonale ($10° < T < 120°$ C), apparaît un dipôle spontané, attribué à un déplacement de l'ion Ti du centre de gravité du parallélépipède, déplacement qui se produit dans la direction de l'étirement du cube initial (fig. 2).

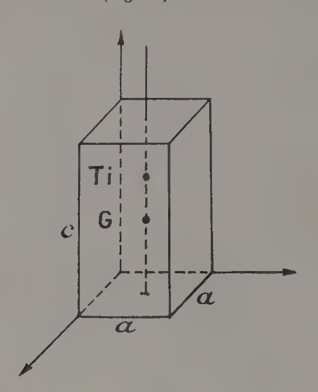


Fig. 2.

Le centre de gravité des charges négatives n'étant plus confondu avec le centre de gravité des charges positives il y a apparition d'un dipôle permanent.

La direction du dipôle est appelée axe c du cristal. Cet axe de symétrie d'ordre 4 est aussi axe électrique du cristal.

En 1947, H. Blattner, B. Matthias, W. Merz et P. Scherrer réussissent à grossir des monocristaux. Plus tard, Merz étudie les cycles d'hystérésis diélectrique et mesure la polarisation spontanée P_s d'un monocristal à différentes températures. Il métallise le monocristal sur les deux faces perpendiculaires à l'axe c dans la structure tétragonale et trouve des cycles pratiquement rectangulaires. Il en conclut que le dipôle spontané peut pivoter de 180°.

L'étude de ces cycles à différentes températures a permis à Merz de mesurer la polarisation spontanée dans chaque structure. Il trouve (*fig.* 1 et 3) : dans la

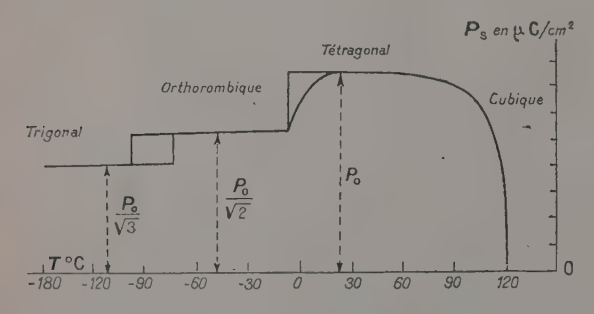


Fig. 3. — Polarisation spontanée d'un monocristal de titanate de baryum, d'après Merz [1].

structure cubique, $P_s = 0$; dans la structure tétragonale, $P_s = P_0$; dans la structure orthorombique, $P_s = P_0/\sqrt{2}$; dans la structure trigonale, $P_s = P_0/\sqrt{3}$.

Merz en déduit que la polarisation spontanée change de direction dans le cube légèrement déformé et se trouve dirigée suivant la direction 001 dans la structure tétragonale, suivant 011 dans la structure orthorombique et suivant 111 dans la structure trigonale, c'est-à-dire les directions de la déformation dans chaque structure.

Des études optiques faites par ces mêmes auteurs à la température ambiante (structure tétragonale) ont montré qu'un monocristal possédait des régions dans lesquelles la polarisation spontanée d'un grand nombre de cellules élémentaires était orientée dans une même direction. Ces régions appelées « domaines de polarisation spontanée », étaient disposées à 180° ou à 90° les unes des autres.

D'autre part, les domaines de polarisation spontanée pouvaient changer de direction sous l'influence d'un champ électrique et, non seulement de 180° (ce qui explique la forme du cycle), mais aussi de 90°.

Ces expériences qualitatives optiques sur la structure tétragonale ont conduit les auteurs à penser que l'axe c des cellules élémentaires pouvait prendre une des 6 directions perpendiculaires aux faces du cube, entraînant avec lui le dipôle spontané.

Aucune expérience analogue n'a été faite sur les structures orthorombique et trigonale. Étant donnée l'importance que présente ce phénomène de mobilité de la polarisation spontanée dans le titanate de baryum pour la compréhension de l'effet piézoélectrique des échantillons polycristallins polarisés, nous avons été conduit à reprendre un certain nombre de mesures sur les cycles d'hystérésis des céramiques.

Initialement, un échantillon céramique se compose d'un ensemble de cellules élémentaires réparties au hasard et sans polarisation spontanée résultante.

Le champ appliqué fait apparaître une polarisation spontanée, résultante générale de toutes les polarisations élémentaires orientées dans la direction privilégiée la plus proche du champ.

La courbe expérimentale (*fig.* 4) nous montre que cette résultante générale des polarisations élémentaires n'a pas la même grandeur suivant la température.

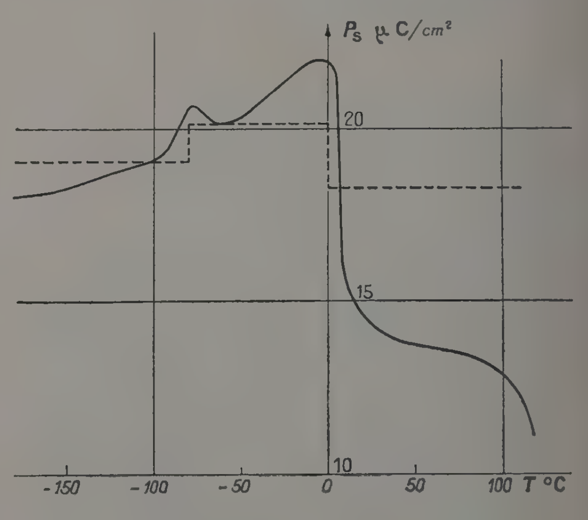


Fig. 4. — Polarisation spontanée d'une céramique au titanate de baryum : ——— courbe expérimentale, — — — — — courbe théorique.

Nous pouvons expliquer théoriquement cette courbe en supposant que les positions privilégiées de chaque structure sont les suivantes :

les 3 droites perpendiculaires aux faces du parallélépipède, soient 6 *directions* pour la structure tétragonale ;

les 6 droites joignant les milieux de deux arêtes opposées pour la structure orthorombique, soient 12 *directions* ;

les 4 droites joignant les sommets opposés du cube, soient 4 diagonales donc 8 *directions* pour la structure trigonale.

Si P_0 est l'amplitude du moment dipolaire, nous mesurons $P_s = P_0 \cos \theta_{moy}$.

Le problème consistait donc à trouver la valeur moyenne du plus petit angle θ que peut faire une droite quelconque OM, direction du champ E, prise au hasard, avec :

les 6 directions privilégiées de la structure tétragonale,
les 12 directions privilégiées de la structure orthorombique,
les 8 directions privilégiées de la structure trigonale.

Nous avons effectué ce calcul dont le principe est donné plus loin et nous avons trouvé :

structure tétragonale,	$\cos \theta_{moy} = 0{,}83$,
structure orthorombique,	$\cos \theta_{moy} = 0{,}91$,
structure trigonale,	$\cos \theta_{moy} = 0{,}86$.

En prenant une porosité de 10 % dans les échantillons céramiques utilisés, il faut diminuer de 15 % l'amplitude du moment dipolaire du monocristal. On trouve

Structure	Valeurs théoriques	Valeurs expérimentales
Tétragonale......	18,3	14
Orthorombique...	20,2	20,5
Trigonale	19,1	18,5

Qualitativement, la courbe théorique suit bien les variations de la courbe expérimentale mais la valeur trouvée dans la structure tétragonale est cependant plus faible que la valeur théorique. Cette faible valeur s'explique en remarquant que le basculement des dipôles ne peut se faire dans chaque cellule que si un axe c devient un axe a dans la structure tétragonale.

Comme il y a seulement six positions privilégiées dans la phase tétragonale, le changement de direction d'un dipôle doit être très gêné par les cellules voisines et le champ interne d'électrostriction provoqué par le basculement des axes doit être beaucoup plus grand que dans les autres structures. Il est donc possible qu'on ne puisse orienter toutes les polarisations spontanées dans leur direction privilégiée la plus proche du champ, même avec les champs les plus élevés qu'on puisse appliquer avant le claquage.

Le petit nombre de positions privilégiées rend cette structure la moins favorable à l'orientation par suite d'un plus fort champ interne d'électrostriction.

Appendice

Principe du calcul dans le cas de la structure tétragonale. — Soient (*fig.* 5) Ox, Oy, Oz, Ox', Oy', Oz' les six directions privilégiées de la polarisation spontanée ; soit OM la direction prise au hasard par le champ électrique E, M étant le point où le champ E rencontre la sphère de rayon unité. M tombe au hasard dans un

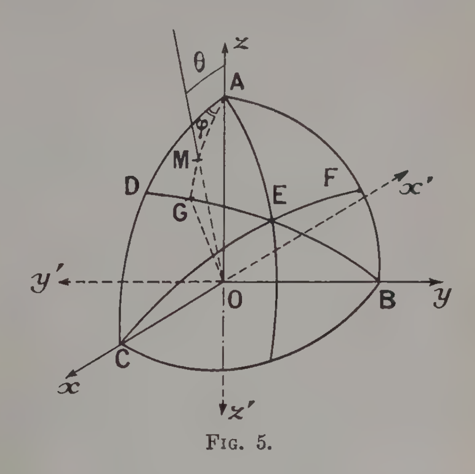


Fig. 5.

des huit triangles sphériques ABC. Comme on cherche la valeur moyenne du plus petit angle θ que fait OM avec une des six directions, on peut prendre M au hasard dans ADEF et chercher la valeur moyenne de $\theta = \text{MOA}$, ou plus simplement prendre M au hasard dans ADE,

$$\cos \theta_{moy} = \frac{\int_0^{\pi/4} d\varphi \int_0^{\theta_0} \cos \theta \sin \theta \, d\theta}{\int_0^{\pi/4} d\varphi \int_0^{\theta_0} \sin \theta \, d\theta},$$

$ds = \sin\theta \, d\theta \, d\varphi$ étant l'élément de surface sur la sphère de rayon unité.

G variant sur l'arc DE, $\theta_0 = \widehat{AOG}$, $\varphi = \widehat{DAG}$.

Le dénominateur représente l'aire du triangle AED, soit $4\pi/48 = \pi/12$.

En remarquant que $\operatorname{tg}\theta_0 = 1/\cos\varphi$, on obtient

$$\cos \theta_{moy} = \frac{\int_0^{\pi/4} \frac{\sin^2 \theta_0}{2} d\varphi}{\frac{\pi}{12}} = 0{,}83.$$

[1] Merz (W.), *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1221.

SECTION DE STRASBOURG

SÉANCE DU 27 MAI 1955

Méthodes acoustiques d'étude des spectres de relaxation ;

par M. E. G. Richardson,
Professeur au King's College
de l'Université de Newcastle-Durham.

SÉANCE DU 17 JUIN 1955

1. — Sur la descendance de l'actinium K ;

par Mlle M. Perey et M. J. P. Adloff.

Un article paraîtra au *Journal de Physique*.

2. — Les corps ferromagnétiques à l'état dilué ;

par M. J. Cohen.

SECTION BOURGOGNE-FRANCHE-COMTÉ
(*Dijon et Besançon*)

SÉANCE DU 12 NOVEMBRE 1955

1. — Le monde en expansion et la théorie de l'information ;

par M. P. M. Duffieux,
Professeur à la Faculté des Sciences de Besançon.

Le texte de cette Communication a paru dans la *Revue d'Optique*, février 1956, p. 96.

(*) 2. — Recherches sur une détermination cryométrique de la polymérisation d'électrolytes faibles ;

par M. Y. Doucet.

Définissons le coefficient d'association par le rapport entre le nombre de molécules dissoutes n et le nombre effectif de molécules, qui comptent n'_1 monomères, n'_2 dimères, etc.

$$\chi = \frac{n}{\Sigma n_i}.$$

Prigogine [1] a calculé le coefficient d'activité du solvant f_B en tenant compte de l'augmentation d'entropie résultant de la différence de dimensions des complexes. Il trouve

$$\text{Log } f_B = N_2\left(1 - \frac{1}{\chi}\right) \qquad (1)$$

et il calcule χ à partir de données spectroscopiques. Mais on peut aussi calculer ce coefficient à partir de la courbe cryométrique.

En effet, on sait que

$$\text{Log } N_1 f_1 = \frac{L}{R}\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)$$

ou, en solution diluée,

$$\text{Log } N_1 f_1 = \frac{-L}{RT_0^2}\theta,$$

d'où

$$\text{Log } f_1 = \frac{-L}{RT^2}\theta + N_2.$$

En solution aqueuse

$$\text{Log } f_1 = -9{,}69.10^{-3}\,\theta + N_2.$$

Posons que le coefficient d'activité f_1 ne dépend que de l'interaction ionique et du phénomène d'association

$$f_1 = f'_1 f_B. \qquad (2)$$

Nous avons calculé le coefficient f'_1 dans le cas d'un sel faible dont le coefficient de van t'Hoff est $i = 1 + (\nu - 1)\alpha$ soit, pour un sel formé de trois ions, $i = 1 + 2\alpha$.

$$\text{Log } f'_1 = 0{,}0247(i - 1)c\sqrt{(i-1)c}\,\sigma' ;$$

la molarité est c et σ' est un paramètre qui dépend de la force ionique et de la grosseur des ions [2].

D'autre part, on a en solution diluée $N_2 = 0{,}018\, ic$.

Mais la quantité N_2 de l'expression de Prigogine est relative à une solution non ionisée. Compte tenu des interactions ioniques il faut l'écrire $1 - N_1 f'_1$; puisque f'_1 en solution diluée reste voisin de l'unité, on peut écrire

$$f'_1 \simeq 1 + \text{Log } f'_1.$$

Alors

$$1 - N_1 f'_1 \simeq N_2 - \text{Log } f'_1, \quad \text{avec } N_1 \simeq 1.$$

On a donc

$$\text{Log } f_B = -9{,}69.10^{-3}\,\theta + N_2 - \text{Log } f'_1$$

et

$$\text{Log } f_B = (N_2 - \text{Log } f'_1)\left(1 - \frac{1}{\chi}\right).$$

En identifiant, il vient

$$\chi = \frac{1{,}86 - 2{,}55\,(i-1)\sqrt{(i-1)c}\,\sigma'}{\theta/c}.$$

On voit que la courbe cryométrique θ/c et la connaissance du coefficient de dissociation ionique permettent le calcul du coefficient d'association.

Il est possible d'aller plus loin et de chercher le genre de polymérisation. Faisons l'hypothèse $M + M \rightleftarrows M_2$.

La loi d'action de masse conduit à

$$\frac{1 - \frac{1}{\chi}}{N_2\left(\frac{2}{\chi} - 1\right)^2} = K.$$

Si les valeurs obtenues pour K se sont pas constantes on cherchera une polymérisation en chaîne. Par exemple,

$$M + M \rightleftarrows M_2, \qquad M_2 + M \rightleftarrows M_3, \ldots$$

Il est raisonnable de penser qu'il n'y a pas formation privilégiée d'un polymère donné, c'est-à-dire que toutes les constantes d'action de masse sont égales. Alors la molalité s'exprime par une progression géométrique. Si on admet qu'elle est illimitée on sait en faire la somme. Il vient très simplement

$$\frac{\chi(\chi - 1)}{c} = \text{Cte}.$$

On a de bonnes raisons de penser que l'acide molyb-

dique doit présenter une association de ce type [3]. C'est ce que des travaux en cours cherchent à vérifier.

[1] Prigogine, Mathot et Desmýther, *Bull. Soc. ch. Belge*, 1949, **58**, 547.
[2] Doucet (Y.), *J. Chim. Phys.*, 1956, **53**, 81.
[3] Doucet (Y.) et Carpéni (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **224**, 1719.

3. — Détermination de la température de décomposition de l'hydrazine en phase vapeur ;

par M. R. de Hartoulari.

La Communication présentée ici a pour but d'exposer la mesure de la température du phénomène de décomposition stationnaire, que l'hydrazine donne à l'état de vapeur, cette décomposition étant réalisée au moyen d'une technique spéciale. L'hydrazine est diluée par de l'eau, dans des proportions allant de 60 à 82 % en poids ; on mesure sa température de décomposition stationnaire au moyen de la méthode de Féry. Pour chaque concentration, la température vraie de cette décomposition est obtenue par extrapolation linéaire pour un débit nul d'un courant d'azote porteur d'atomes de sodium, nécessaires à la présence du doublet. Des résultats numériques obtenus (1 180 ± 20° pour l'hydrate) et de la linéarité de la courbe température-concentration de l'hydrazine, il apparaît qu'il n'y a pas à l'état gazeux d'association moléculaire entre la vapeur d'eau et la vapeur l'hydrazine comme il y en a à l'état liquide. D'autre part, les températures trouvées sont intermédiaires entre les températures calculées, à partir des schémas de décomposition suivants :

$$N_2H_4 \rightarrow NH_3 + \frac{1}{2} N_2 + \frac{1}{2} H_2,$$

$$N_2H_4 \rightarrow N_2 + 2H_2.$$

SÉANCE DU 14 JANVIER 1956

(*) 1. — Sur le mécanisme de la pulvérisation cathodique des électrolytes ;

par M. P. Barret.

Des expériences réalisées et de la discussion des différentes hypothèses, il résulte que, pour un électrolyte donné, dissous ou fondu, la pulvérisabilité (masse de liquide pulvérisé par coulomb) est proportionnelle à la densité superficielle des anions libres au sens de Bjerrum. Les courbes de pulvérisabilité en fonction de la concentration coïncident, avec une bonne approximation, avec celles que prévoit la théorie.

(*) 2. — Un modulateur de flux lumineux à fente semi-virtuelle pour la mesure de très faibles déplacements d'une surface plane ;

par M. P. Barret.

Afin d'étudier les déformations et les vibrations d'une plaque plane, nous avons mis au point un dispositif basé sur le principe suivant.

Soit une surface plane réfléchissante (surface d'une pièce métallique polie ou au besoin nickelée). Grâce à un support indéformable solidaire d'un bâti fixe indépendant de la plaque, le bord tranchant d'une lame métallique (lame de rasoir par exemple) est maintenu parallèle à la surface de la plaque, à une distance e de celle-ci de l'ordre de 0,01 mm. L'observation de ce système sous faible incidence le fait voir comme une fente dont un bord (celui de la lame) est réel et dont l'autre, réfléchi par la plaque, est virtuel. Le bord virtuel étant l'image donnée par un miroir plan du bord réel, la largeur de cette fente est $2e$. Lorsque la distance de la plaque à la lame diminue d'une quantité z, la largeur de la fente devient $x = 2(e - z)$. Il est possible de moduler un faisceau lumineux par la variation de la largeur de cette fente semi-virtuelle. En effet si, à l'aide d'un objectif réglé de telle façon que son axe optique passe par la projection du milieu de l'arête de la lame sur la plaque, on forme, sous faible incidence et en ce point, l'image, de luminance uniforme, d'une lampe à ruban de tungstène, le modulateur se comporte d'une façon très analogue à celle d'une fente à arêtes réelles dont la largeur varierait avec une amplitude double de la distance plaque-lame.

La seule différence entre ce système et celui que l'on constituerait au moyen d'une fente réelle et d'un miroir déviant le faisceau lumineux réside dans le fait que le plan de l'image est incliné par rapport au plan de la fente d'un angle i égal à l'angle d'incidence et que l'image complète est constituée d'une moitié réelle et d'une moitié virtuelle symétriques par rapport à un plan et se raccordant le long de la projection de l'arête réelle sur la plaque en formant un dièdre de valeur $\pi - 2i$. On a donc intérêt à utiliser un faisceau lumineux de faible incidence.

Le dispositif fonctionne dans les conditions les meilleures dans le cas de déplacements de toute la surface (cylindres vibrants). Cependant, il peut être encore utilisé avec une bonne approximation pour l'étude de la flèche ou des vibrations d'une plaque à bords encastrés à condition que les déformations envisagées soient de faible amplitude par rapport au rayon de la plaque et que la courbure de sa surface varie très peu.

Il est possible d'étudier par cette méthode, soit le déplacement en valeur absolue de la plaque par rapport à la lame, même dans le cas de mouvements périodiques de fréquence élevée, à l'aide d'une méthode stroboscopique, en observant, par exemple, comme l'ont fait d'après nos directives V. Gavreau et A. Calaora [1] à l'aide d'un microscope muni d'un oculaire micrométrique, l'image de la fente éclairée par une lampe luminescente commandée par une hétérodyne auxiliaire ; soit la forme et la fréquence des vibrations en recevant le flux lumineux modulé sur une cellule photoélectrique reliée à un oscillographe cathodique. Dans ce cas, le dispositif fait preuve d'une étonnante sensibilité.

Un tel dispositif peut avoir des applications variées et peut notamment être utilisé comme indicateur de pression si on l'adapte sur une chambre de combustion de moteur.

[1] Gavreau (V.) et Calaora (A.), *Cahiers d'Acoustique*, 1953, **8**, 150.

3. — L'amplificateur de temps ;

par M. M. Mesnage.

Cet appareil, construit par les Éts Édouard Belin et décrit par leurs soins [1], sert à amplifier les erreurs de périodicité d'un signal par rapport à un autre signal pris comme étalon, en l'espèce à comparer des signaux de seconde à une horloge à quartz. Des erreurs largement inférieures à 0,0001 s sont parfaitement visibles. On explique sommairement le schéma fonctionnel de cet ensemble électronique complexe basé sur un compteur binaire de capacité totale fixe (512 impulsions) mais que l'on remplit en utilisant successivement deux fréquences différentes. Ensuite l'appareil lui-même est présenté en fonctionnement avec un certain nombre d'enregistrements inédits.

[1] *Ann. Chronométrie*, 1954, **8**, 59.

4. — Une méthode d'analyse et de synthèse des réseaux électriques ;

par M. D. Bayle.

Tout dispositif d'utilisation de l'énergie électromagnétique dont les éléments demeurent fixes peut être assimilé à un réseau électrique fixe (ensemble de branches connectées en des nœuds et comportant en série des générateurs, des récepteurs et des impédances). Les appareils électroniques (tubes thermoioniques, transistors) peuvent être traduits sous forme de réseaux équivalents, ce qui introduit la notion d'impédance mutuelle, généralement dissymétrique.

Le calcul des réseaux (analyse et synthèse) est facilité par l'extension des lois d'Ohm et Kirchhoff à toutes sortes de courants, à l'aide de la notation symbolique (ce qui permet l'étude des régimes transitoires) ; ainsi la loi d'Ohm relative à une portion de circuit, dans le domaine des originaux,

$$e(t) = Ri(t) + L\frac{\mathrm{d}i(t)}{\mathrm{d}t} + \frac{1}{C}\int i(t)\,\mathrm{d}t$$

devient

$$\mathcal{E}(p) = \left[R + Lp + \frac{1}{Cp}\right]\mathcal{I}(p), \text{ soit } \mathcal{E} = \mathfrak{z}\mathcal{I}$$

dans le domaine des images.

De même, les lois de Kirchhoff deviennent

$$\Sigma\mathcal{I} = 0 \quad \text{et} \quad \Sigma\mathcal{E} = 0.$$

Dans le cas de l'analyse d'un réseau, la notation matricielle, ainsi que des considérations de dualité aisément exploitables en pratique dans les études simples mais soulevant des problèmes théoriques complexes susceptibles de développements, permettent de condenser les lois d'Ohm et Kirchhoff pour un réseau donné applicable sur un plan en 4 équations matricielles qui admettent notamment les deux solutions :

$$\mathcal{I} = \Gamma[\Gamma^t\mathfrak{z}\Gamma]^{-1}\Gamma^t e \qquad (1)$$

(réseau dont les générateurs et récepteurs sont caractérisés par les tensions aux bornes) ;

$$\mathcal{E} = \Gamma'[\Gamma'^t\mathfrak{A}\Gamma']^{-1}\Gamma'^t i \qquad (2)$$

(réseau dont les générateurs sont caractérisés par les courants qu'ils débitent ou courants injectés).

Les symboles $\mathcal{I}$, $\mathcal{E}$, e, i, représentent les matrices colonnes des courants circulant dans les diverses branches, des tensions entre les différents nœuds du réseau, des tensions appliquées et des intensités injectées ; les symboles $\mathfrak{z}$ et $\mathfrak{A}$ représentent les tableaux carrés des impédances et des admittances du réseau ; les symboles Γ et Γ' représentent les matrices de transformation (formées des chiffres 0 et 1) du réseau donné et du réseau correspondant dualistiquement au réseau donné.

L'analyse étant ainsi effectuée dans le domaine des images, la solution est obtenue par retour au domaine des originaux.

Étude d'un problème de synthèse : les oscillateurs sinusoïdaux. — La matrice qui intervient dans (1) peut s'écrire

$$\frac{f}{\Delta(\Gamma^t\mathfrak{z}\Gamma)}.$$

On introduit alors la notion de critère de performance constitué par

1° la condition d'auto-oscillation, $e = 0$, qui donnera $\Delta(\Gamma^t\mathfrak{z}\Gamma) = 0$;

2° la condition de vibration sinusoïdale, c'est-à-dire les racines de l'équation en p, $\Delta = 0$, imaginaires pures ou à parties réelles positives.

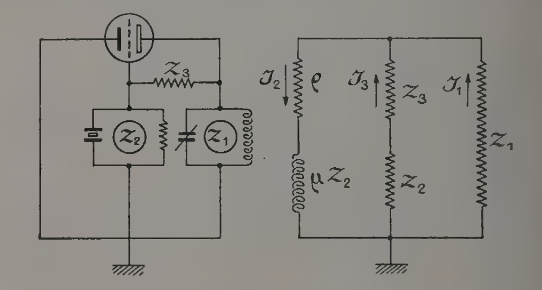


Fig. 1.

Pour un oscillateur à quartz (montage Pierce) (*fig.* 1) on obtient :

$$\Gamma^t\mathfrak{z}\Gamma = \begin{bmatrix}(\mathfrak{z}_1 + \rho) & -(\mathfrak{z}_1 - \mu\mathfrak{z}_2) \\ -\mathfrak{z}_1 & (\mathfrak{z}_1 + \mathfrak{z}_2 + \mathfrak{z}_3)\end{bmatrix}$$

$\Delta(\Gamma^t\mathfrak{z}\Gamma) = 0$ devient

$$\rho(\mathfrak{z}_1 + \mathfrak{z}_2 + \mathfrak{z}_3) + \mathfrak{z}_1[\mathfrak{z}_3 + (\mu + 1)\mathfrak{z}_2] = 0$$

La condition d'auto-oscillation est ainsi obtenue d'une façon rapide ; il resterait à écrire les conditions d'oscillation sinusoïdales en explicitant les impédances.

Les deux conditions simultanées d'auto-oscillation et d'oscillation sinusoïdale peuvent être vérifiées pour des valeurs des impédances douées d'un grand degré d'arbitraire : le choix entre les diverses solutions dépend de considérations économiques et physiques (c'est le but de la synthèse).

Le calcul des oscillateurs est particulièrement intéressant dans la recherche de la précision, pour les oscillateurs à quartz des bases de temps par exemple.

La méthode présentée (analyse et synthèse d'un réseau) est également liée à l'emploi des machines à calculer analogiques qui sont appelées à jouer un rôle de plus en plus prépondérant.

Un exposé détaillé est sous presse aux *Annales de Chronométrie* (3e trimestre 1956).

SECTION DE TOULOUSE

SÉANCE DU 27 JUIN 1955

1. — Étude interférentielle du rayonnement de l'oxygène atomique dans la haute atmosphère ;

par MM. J. Cabannes et J. Dufay.

On connaît depuis plus de trente ans les niveaux inférieurs de l'atome d'oxygène $^3P_{2,1,0}$, $^1D_2$, $^1S_0$. Mais les longueurs d'onde des raies émises dans les transitions $^1D_2 \longrightarrow {}^3P_{2,1}$ n'avaient guère été déterminées qu'à quelques dixièmes d'angstrôm. Or on peut obtenir beaucoup mieux. L'analyse interférentielle du rayonnement de l'atome d'oxygène est en effet facilitée dans le ciel nocturne par le petit nombre de raies atomiques qu'émet cette source étendue.

Nous avons donc repris les mesures en mettant à profit les progrès réalisés depuis une dizaine d'années surtout en France dans la construction et l'emploi des étalons Perot et Fabry et nous sommes parvenus à une précision 100 fois plus grande (quelques millièmes d'angstrôm).

1. Les premiers essais ont été faits par nous en 1939 avec un étalon à lames semi-argentées, séparées par 0,15 mm d'air et un objectif de 25 mm de longueur focale ouvert à $F/1$. Avec des plaques sensibilisées à l'ammoniaque les poses duraient plusieurs heures pendant la nuit et une trentaine de minutes au crépuscule.

Plus tard, pour éviter une forte absorption tout en conservant un grand facteur de réflexion, au lieu d'augmenter l'épaisseur de la couche métallique qui recouvrait chacune des faces en regard des lames de l'étalon, nous avons substitué à la couche métallique des couches alternées de sulfure de zinc et de cryolithe. Le facteur de réflexion atteignait ainsi 0,86 pour $\lambda = 6\,300$ Å avec une absorption vraie de 2 ou 3 pour cent.

2. Mais, pour mesurer avec précision les longueurs d'onde, il fallait une épaisseur d'étalon plus grande. Or, sur la plaque photographique, les anneaux eussent alors été trop serrés si nous n'avions pas prévu une plus grande longueur focale, tout en conservant la grande ouverture numérique que rendait nécessaire la faible luminance de la source. Les lames de l'étalon avaient 5 cm de diamètre ; elles étaient maintenues à quelques millimètres l'une de l'autre par des billes d'acier bien calibrées et installées dans une boîte dont la température était maintenue constante à 0,1° près.

Soit n' l'indice de l'air et λ' la longueur d'onde à l'Observatoire de Saint-Michel (pression $H' = 710$ mm de mercure ; température $T' = 293°$ K) ; soit n l'indice de l'air normal et λ la longueur d'onde internationale,

$$\frac{n'}{n} = \frac{H'T}{HT'} + \frac{1 - (H'T/HT')}{n} = 0{,}918\,2 + \frac{0{,}081\,8}{n}.$$

La variation du rapport n'/n est faible dans l'intervalle spectral auquel nous avons affaire et nous pouvons le prendre égal à 0,999 977 4. L'ordre d'interférence observé est celui qu'aurait donné un étalon d'épaisseur $e\,n'/n$, éclairé par une radiation qui aurait la longueur d'onde λ dans l'air de l'Observatoire.

De simples mesures du diamètre des anneaux donnent l'excédent fractionnaire ε. Pour déterminer l'entier k, nous sommes partis de l'épaisseur approximative de l'étalon (connue par la mesure du diamètre des cales) et nous avons appliqué la méthode des excédents fractionnaires à partir de longueurs d'onde bien connues (Cd, Kr, He, Hg) ; nous avons vérifié que nous obtenions bien les mêmes résultats avec différentes épaisseurs d'étalon. Les écarts de quelques milliangstrôms d'une mesure à l'autre provenaient uniquement d'une faible variation de la température des cales d'acier.

C'est ainsi que nous avons trouvé, pour les radiations rouges de OI, 6 300,308 et 6 363,790 Å avec un écart quadratique moyen $\pm$ 0,004.

3. La finesse des anneaux que donnait une différence de marche de 10 mm nous a incités à opérer avec une différence de marche 10 fois plus grande, pour connaître leur largeur et, si possible, leur profil. Nous avons donc réalisé un étalon de 50 mm d'épaisseur d'air avec un objectif de 12 cm de longueur focale ouvert à $F/1$. L'étalon, construit par A. Couder, est fait de deux plans de verre (à 1/70 de frange près) séparés par un cylindre de silice vitreuse dont les bases circulaires portent trois ressauts sur lesquels viennent s'appuyer les lames. L'objectif associé, imaginé et construit par A. Arnulf, est un miroir sphérique dont l'aberration est corrigée par l'aberration de signe contraire d'un doublet correcteur.

Nous avons placé l'étalon dans une boîte étanche, de manière à avoir toujours le même nombre de molécules d'air malgré les petites variations de pression et de température que n'évite pas le thermostat où est enfermé l'ensemble « étalon + objectif ». Nous avons ainsi obtenu sur le ciel des anneaux que nous comptons étudier en septembre. Nous espérons en déduire la température et l'altitude des couches où se produit la luminescence de l'oxygène.

2. — Spectres d'absorption infrarouge des gaz sous grandes épaisseurs ;

par M. P. Barchewitz,

Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Paris.

On a décrit le matériel spectrométrique infrarouge pour l'étude d'une région spectrale s'étendant de 1,5 à 3μ. Ce matériel comprend un spectrographe enregistreur équipé d'une cellule au sulfure de plomb et d'un réseau à 600 traits/mm. Son pouvoir de résolution pratique est de 0,3 cm^{-1}. A ce spectrographe est associée

une cuve à réflexions multiples réalisée suivant le montage de White et permettant d'obtenir facilement des épaisseurs effectives de l'ordre de 100 à 200 m.

Cet ensemble spectrométrique permet d'étudier les gaz sous grandes épaisseurs et de mettre en évidence des bandes dont les intensités sont très faibles, telles que les bandes correspondant à des transitions élevées et les bandes chaudes.

Un travail complet a été fait en particulier sur N_2O.

Les deux niveaux 10^00 et 02^00 de cette molécule qui sont du type de symétrie $\Sigma+$ et qui ont des énergies voisines entrent en résonance. Il en résulte des résonances de Fermi-Dennison entre les niveaux $\Sigma+$

$$(p\ 0^0\ v_3),\ (\overline{p-1}\ 2^0\ v_3),\ \ldots,\ (0\ 2p^0\ v_3)$$

et entre les niveaux Π

$$(p\ 1^1 v_3),\ (\overline{p-1}\ 3^1 v_3),\ \ldots,\ (0\ \overline{2p+1}^1 v_3).$$

Les niveaux de vibration de la molécule N_2O sont répartis en une série de multiplets de résonance (polyades). On voit apparaître une série de bandes correspondant aux transitions

$$00^00 \longrightarrow v_1 v_2^{l_2} v_3,$$

qui sont des bandes parallèles si le multiplet est du type $\Sigma+$, ou des bandes perpendiculaires si le multiplet est du type Π.

Le niveau 01^10 possède une énergie très faible et peut servir de niveau de départ pour d'autres transitions telles que

$$01^10 \longrightarrow v_1(2p+1)^1 v_3 \quad (\Pi \longrightarrow \Pi)$$

et

$$01^10 \longrightarrow v_1(2p+2)^0 v_3 \quad (\Pi \longrightarrow \Sigma+),$$
$$01^10 \longrightarrow v_1(2\ p+2)^2 v_3 \quad (\Pi \longrightarrow \Delta).$$

Ces bandes chaudes (niveau de départ 01^10) ont des positions très voisines des bandes froides correspondantes $[00^00 \longrightarrow v_1\, 2p^0\, v_3,\ 00^00 \longrightarrow v_1(2p+1)^1\, v_3]$.

L'utilisation de ces considérations permet d'expliquer le spectre d'absorption complexe de N_2O.

SÉANCE DU 17 DÉCEMBRE 1955

(*) 1. — Microscopie électronique par réflexion : évolution des recherches ;

par M. C. Fert.

Les premiers essais de microscopie électronique par réflexion datent des débuts de la microscopie électronique : E. Ruska obtint les premières images en éclairant l'objet sous une incidence rasante par un canon incliné de 90° par rapport à l'axe de l'objectif du microscope électronique. Les électrons diffusés dans la direction de l'objectif servent à la formation de l'image. L'objet est vu à peu près normalement, mais l'éclairement de l'image est faible et la résolution mauvaise.

Plus tard, B. von Borries à l'idée d'utiliser des conditions voisines de celles qui sont courantes pour obtenir un diagramme de diffraction par réflexion : le faisceau incident, la surface de l'objet, le faisceau diffusé forment entre eux des angles petits. Dès 1940, von Borries a obtenu des images présentant dans le plan de front conjugué de l'écran une résolution de quelques centaines d'angstrôms pour $\theta_1 + \theta_2 = 8°$.

Les recherches concernant la microscopie électronique par réflexion ont fait l'objet de premières réalisations à Toulouse en 1952. Vers la même période, des recherches semblables étaient en cours dans différents laboratoires étrangers.

Cet exposé résume l'évolution des recherches poursuivies à Toulouse.

1. *Première étape : observation rasante.* — La technique utilisée d'abord a été celle proposée par B. von Borries : l'objet est éclairé et observé sous une incidence rasante.

Dans les premiers essais, l'inclinaison du faisceau était obtenue par un système de bobines déflectrices. Après quelques tâtonnements, une résolution de quelques centaines d'angstrôms a été obtenue.

Un montage expérimental plus souple a été utilisé au début de 1954. Il comporte, entre autres, une inclinaison mécanique du système canon-condenseur, un diaphragme d'objectif centrable, un diaphragme de sélection pour microdiffraction.

2. *Bombardement ionique de l'échantillon.* — Un progrès important a été obtenu en projetant sur l'objet examiné, au moyen d'un canon auxiliaire, un faisceau d'ions accélérés.

Grâce à cette technique, l'objet reste exempt de toute contamination : le diagramme de diffraction reste observable même après un examen prolongé. Le faisceau d'ions décharge l'objet si celui-ci est isolant. Il peut servir à corroder un échantillon en cours d'observation.

3. *Observation sous grand angle.* — L'observation rasante présente le grave inconvénient de donner des images de la surface de l'objet entachées d'une importante « *distorsion* » : l'objet est vu en raccourci dans la direction parallèle au plan d'incidence. Le rapport des deux grandissements caractéristiques $M_\perp/M_\parallel$ est voisin de 14 pour $\theta_2 = 4°$.

Nous avons montré qu'il était possible de réduire considérablement cette distorsion, *sans perte de résolution*, en conservant un éclairage rasant ($\theta_1 = 1$ à $3°$) mais en adoptant un grand angle d'observation. Après un essai avec $\theta_1 + \theta_2 = 40°$, nous avons retenu une inclinaison $\theta_1 + \theta_2 = 25°$, qui conduit à θ_2 voisin de 23° et un rapport des grandissements caractéristiques voisin de 2,5. La difficulté principale résulte du faible éclairement des images, mais la réduction de distorsion ainsi obtenue augmente beaucoup l'intérêt de cette technique d'observation.

4. *Lentille correctrice.* — Le rapport des grandissements obtenu sous grand angle est assez faible pour qu'on puisse corriger l'image obtenue.

Une première méthode consiste à agrandir le cliché avec un système optique à lentilles cylindriques donnant deux grandissements différents dans deux directions rectangulaires. Le rapport des deux grandissements recherché est de l'ordre de celui qui est réalisé sur certains objectifs cinématographiques.

Mais il est préférable d'obtenir *directement* un cliché corrigé. Ce résultat peut être atteint en plaçant, *après le projecteur*, une lentille cylindrique. Une telle lentille n'est pas stigmatique, mais l'ouverture du faisceau électronique convergeant en un point image est assez faible pour que la netteté de l'image ne soit pas altérée.

Le résultat est commodément atteint en utilisant une lentille électrostatique cylindrique L dont les fentes sont *parallèles au plan d'incidence* du faisceau sur l'objet, ce qui diminue le grandissement dans la direction perpendiculaire aux fentes. En réalité, la lentille utilisée est sphéro-cylindrique : elle augmente le grandissement dans la direction perpendiculaire au plan d'incidence, et le diminue dans la direction parallèle au plan d'incidence.

Grâce à l'observation sous grand angle et à la lentille correctrice, la distorsion est très réduite, tandis que la sensation de relief est augmentée. Des aspérités de l'ordre de 20 Å peuvent être mises en évidence. La limite de résolution dans le plan de front conjugué de l'écran reste de l'ordre de quelques centaines d'angströms.

Malgré les difficultés expérimentales que rencontre sa mise au point, les progrès réalisés jusqu'à ce jour montrent que cette méthode d'observation directe de la surface des échantillons opaques mérite d'être étudiée.

La résolution est limitée par l'aberration chromatique de l'objectif. Il semble qu'un éclairage très rasant de l'objet réduit la dispersion des vitesses des électrons diffusés et est indispensable pour obtenir une bonne résolution. Le seul effort tenté jusqu'à ce jour pour réduire la constante d'aberration chromatique de l'objet a été de réduire la longueur focale. D'autres solutions sont possibles qui feront l'objet de prochaines recherches.

(*) 2. — Microscopie électronique par réflexion : observation directe d'objets fragiles sous le faisceau d'électrons ;

par M. R. Saporte.

Les objets comme les fibres utilisées dans l'industrie textile ou en papeterie, dont on ne peut aisément faire une coupe mince et dont l'empreinte serait trop tourmentée pour être examinée par transmission au microscope électronique, peuvent être observés par réflexion.

J. A. Chapman et J. W. Menter [1] ont montré sur des fils textiles synthétiques que la méthode donnait une vue générale de la fibre bien meilleure que l'examen optique, avec une résolution accrue. Leur technique consiste à observer le fil recouvert d'une couche uniforme de 500 Å d'argent pour prévenir l'accumulation de charges électriques à sa surface. Mais il est à craindre que certains détails fins ou inclusions dans le fil ne soient masqués par la couche d'argent qui peut, en outre, introduire certains artefacts.

D. E. Bradley [2] a examiné des répliques de fibres de cellulose, utilisées en papeterie grâce à un procédé de double empreinte. La réplique métallique de la fibre est observée par réflexion. La méthode est assez aisée, l'empreinte paraît fidèle et donne de bonnes photographies.

Il nous a paru intéressant de chercher à conserver, dans de telles études, l'observation directe, avantage de l'examen au microscope électronique par réflexion. Dans ce but, la préparation sera formée de petits fragments de l'objet à étudier inclus dans un morceau de métal assez massif pour servir de support et éliminer la chaleur ; seules de petites portions de la substance à examiner affleurent à la surface du métal. Si les dimensions de l'objet sont petites (nous avons opéré, entre autres, sur un fil de nylon de 15 μ de diamètre), il sera refroidi et les charges électriques apportées à sa surface par les électrons s'écouleront facilement jusqu'au métal support. Les inclusions, pigments, charges minérales, etc. pourront être directement observables.

La préparation est obtenue de la manière suivante. Le fil est tendu sur une plaque de verre. D'autre part, un carré de celluloïd de 1,5 cm de côté et 1 mm d'épaisseur est appliqué sur une autre plaque de verre mouillée d'acétone. Au bout de 10 mn on décolle le carré de celluloïd et on l'applique sur le fil par sa face devenue plastique. Le fil se colle au celluloïd et s'enfonce d'environ le quart de son diamètre. Après quelques minutes de séchage, on enlève le carré de celluloïd en entraînant le fil et on le métallise par un dépôt de 2 000 Å d'argent évaporé suivi d'une couche de 0,3 mm de cuivre déposé par électrolyse. Le celluloïd est alors enlevé laissant le fil inclus dans l'argent et le cuivre sur les 3/4 de son diamètre. La préparation est appliquée bien à plat sur un porte-objet massif en cuivre. Comme l'objet est fragile, on commencera l'observation avec un faisceau électronique d'intensité réduite. Si l'on ne voit pas d'altération de l'objet, on peut passer à l'éclairage normal permettant une observation au grandissement 1 000.

Nous avons appliqué cette méthode d'enrobage à quelques fibres textiles, mais elle peut être étendue à beaucoup de substances fragiles ou isolantes dont les dimensions ne permettent pas une observation d'ensemble au microscope électronique par transmission.

[1] Chapman (J. A.) et Menter (J. W.), A study of the shape surface structure and frictional wear of fibres by reflexion electron microscopy, *Proc. Roy. Soc.* [A], 1954, **226**, 400.
[2] Bradley (D. E.), A replica technique for " reflexion " electron microscopy, *British J. Appl. Phys.*, 1955, **6**, 191.

(*) 3. — Lentilles électroniques magnétiques : expressions simples et générales du champ sur l'axe et des caractéristiques électrooptiques ;

par M. P. Durandeau,
Laboratoire d'Optique Électronique,
Faculté des Sciences de Toulouse.

Au cours de la réunion du 18 février 1955, nous avons posé le problème magnétique de la construction des lentilles et nous avons présenté les résultats obtenus à partir de l'analyse des phénomènes déduits de la mesure du champ sur l'axe d'une lentille au moyen d'un système pendulaire électrodynamique construit à cet effet [1], [2].

La construction rationnelle des lentilles demande la connaissance de ces phénomènes. Mais elle demande

aussi la connaissance des relations numériques reliant les caractéristiques électrooptiques (longueur focale, position des points de focalisation, coefficients d'aberration) aux grandeurs immédiatement connues : excitation NI de la bobine, diamètre D des trous percés dans les pièces polaires, entrefer S qui sépare les faces polaires.

De nombreux travaux (Glaser, Grivet, Dosse, Lenz, Le Poole, Liebmann, etc.) ont été effectués sur ce sujet. Il semble utile de chercher à présenter leurs résultats sous une forme qui en facilite l'utilisation : Liebmann, dans une récente publication [3], rassemble et coordonne les siens d'une manière qui les rend plus aisés à consulter.

Nous nous sommes posé également ce problème de présenter les divers résultats obtenus sur les lentilles électroniques (topographie du champ sur l'axe et caractéristiques électrooptiques) sous une forme aisément utilisable. Nous voulions de plus pouvoir introduire le terme de correction tenant compte du degré de saturation des pièces polaires, terme que les mesures sur la variation d'étalement des topographies dans une lentille nous ont permis d'exprimer numériquement [2].

Pour la topographie du champ comme pour les caractéristiques électrooptiques d'une lentille, une même manière de raisonner nous a servi. Un cas classique permet un calcul complet et fournit une forme mathématique : nous avons cherché quelles modifications dans les coefficients numériques, quelle substitution de grandeurs jouant des rôles analogues amènent le cas schématique à coïncider numériquement avec le cas réel.

1. *Topographie du champ sur l'axe.* — Nous avons comparé les topographies fournies par les lentilles à celles que donne un solénoïde. La correspondance est particulièrement simple. Tant que la perméabilité est grande, la lentille donne, à une excellente approximation, la même topographie qu'un solénoïde de même excitation ayant même longueur S que l'entrefer et

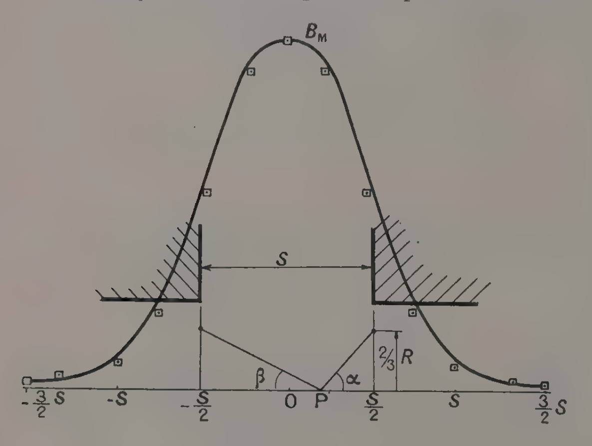


Fig. 1. — Topographie pour D/S = 1 ;
⊡ valeurs résultant de l'expression (1).

pour diamètre, les 2/3 du diamètre D du trou percé dans les pièces solaires (*fig.* 1) :

$$B = \frac{2\pi NI}{S}(\cos\alpha + \cos\beta). \quad (1)$$

Le champ maximum qui en résulte a pour valeur

$$B_M = \frac{4\pi NI}{\sqrt{S^2 + \frac{4}{9}D^2}} \approx \frac{4\pi NI}{\sqrt{S^2 + 0,45\,D^2}}. \quad (2)$$

Il apparaît ainsi qu'un paramètre caractéristique d'une lentille est $\sqrt{S^2 + 0,45\,D^2}$: nous allons voir que toutes les caractéristiques électrooptiques d'une lentille s'expriment simplement en fonction de ce seul paramètre géométrique et de l'excitation.

Le terme de correction du degré de saturation s'introduit aisément puisqu'il porte sur l'entrefer S et sur le diamètre D [2].

L'expression qui découle de cette assimilation du champ donné par des pièces polaires percées de trous d'un même diamètre au champ d'un solénoïde s'applique encore au champ donné par des pièces polaires percées de trous de diamètres différents, mais avec une moins bonne approximation. Le paramètre caractéristique est alors $\sqrt{S^2 + 0,45\,D_1D_2}$, D_1 et D_2 étant les diamètres des trous percés dans les pièces polaires.

2. *Caractéristiques électrooptiques des lentilles.* — La forme mathématique des expressions des caractéristiques électrooptiques dans les lentilles réelles est donnée par celle que l'on obtient pour un champ uniforme limité à l'intervalle compris entre deux plans distants de la distance L. Les calculs sont simples et les courbes qui en résultent sont faciles à établir. La comparaison de ces courbes à celles qui concernent les topographies réelles, montre qu'un léger changement du coefficient numérique et la substitution à la distance L du paramètre $\sqrt{S^2 + 0,45\,D^2}$ amènent les courbes à coïncider à une approximation satisfaisante (quelques pour cent) pour tous les cas pratiques.

a) Dans l'hypothèse d'un champ uniforme, la longueur focale est minimum pour une excitation $(NI)_0 = 10,9\sqrt{V^\times}$ [NI en ampères-tours ; V en volts ; $V^\times = V(1 + 10^{-6}V)$], elle prend alors la valeur $f_m = 0,55\,L$.

Dans les champs réels, quel que soit le rapport S/D, on trouve $f_m = 0,5\sqrt{S^2 + 0,45\,D^2}$ pour

$$NI = (NI)_0 = 13,5\sqrt{V^\times}. \quad (3)$$

b) Pour une excitation quelconque NI, on a l'expression

$$\frac{f}{f_m} = \frac{\sin 2,03}{\frac{NI}{(NI)_0}\sin 2,03\frac{NI}{(NI)_0}} \quad [2,03 \text{ rd} = 116°]. \quad (4)$$

Cette expression s'obtient dans l'hypothèse d'un champ uniforme ; elle représente bien le résultat dans tous les cas si on introduit les valeurs f_m et $(NI)_0$ valables pour les champs réels [formules (3)].

Les autres caractéristiques électrooptiques (longueur focale de la lentille utilisée en objectif, position des points de focalisation, coefficients d'aberration chromatique et de sphéricité) peuvent s'exprimer de façon analogue.

La figure 2 donne, en fonction du rapport $NI/(NI)_0$ la valeur des trois longueurs caractéristiques électro-

optiques fondamentales mesurées en fonction du paramètre $\sqrt{S^2 + 0,45\ D^2}$ pour toutes les lentilles symétriques.

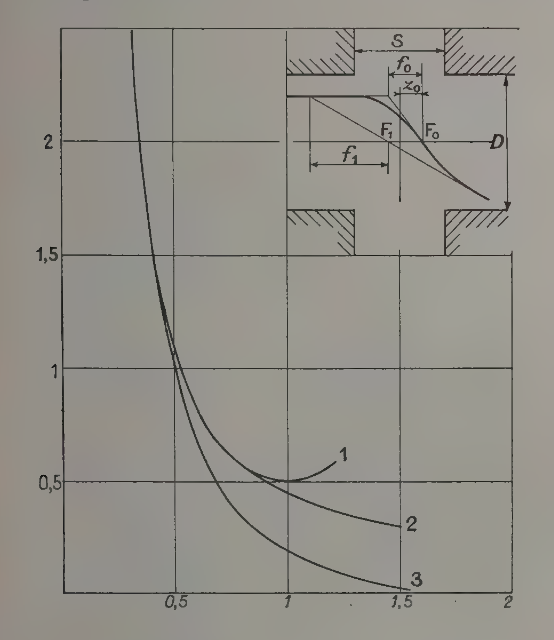


Fig. 2. — En abscisse, $NI/(NI)_0$; en ordonnée, f_1/L (courbe 1), f_0/L (courbe 2), z_0/L (courbe 3). On a $L = \sqrt{S^2 + 0,45\ D^2}$.

Cette forme des expressions des caractéristiques électrooptiques des lentilles permet de traiter par le calcul les conséquences des effets de saturation magnétique. La saturation entraîne une diminution de l'excitation pour laquelle la longueur focale passe par un minimum. Pour une perméabilité magnétique très grande f_m diminue avec S ; sous l'effet de la saturation f_m passe par un minimum pour un entrefer S que l'on peut calculer.

Un article plus développé sera publié ultérieurement.

[1] Durandeau (P.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 72 S.
[2] Durandeau (P.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 18 A.
[3] Liebmann (G.), *Proc. Phys. Soc.* [B], 1955, **68**, 737.

SECTION D'ALGER

SÉANCE DU 7 JUIN 1955

(*) Sur des éléments thermoélectriques particuliers ;

Par MM. M. Perrot et G. Peri.

Cet exposé résume une partie des travaux effectués depuis quelques années à notre laboratoire sur des éléments constitués par deux plaques métalliques comprimant une poudre plus ou moins humidifiée, telle qu'un oxyde ou un sel.

Si on considère, par exemple, un oxyde en poudre placé entre deux électrodes d'un même métal, soumises à partir de la température ambiante à une différence de température, on observe entre ces deux électrodes une force électromotrice qui est une fonction croissante de la différence de température. Cette force électromotrice est telle que l'électrode chauffée est positive si l'oxyde est sec, et négative s'il est humide [1].

Pour un même oxyde, l'alumine par exemple, le fait d'ajouter un peu d'eau distillée à l'élément produit une inversion rapide de la force électromotrice et, pour la même différence de température, on obtient un effet inverse. La complexité des phénomènes qui interviennent ne semble pas permettre d'assimiler l'effet obtenu, ni dans sa manifestation, ni dans sa théorie aux effets thermoélectriques classiques. Les résultats sont d'ailleurs différents, comme les interprétations théoriques que l'on peut avancer pour les expliquer, selon que les éléments sont secs ou humides. En ce qui concerne ces derniers, les forces électromotrices obtenues ne sont guère assimilables à celles que l'on obtient dans les effets thermoélectrolytiques. En effet, les effets thermoélectrolytiques ne dépassent guère 1 mV/° C, alors que nous atteignons avec nos éléments plusieurs centièmes de volt par degré.

Les forces électromotrices obtenues sont variables avec les éléments étudiés : en effet, en plus des propriétés particulières de la poudre utilisée, interviennent de nombreux paramètres tels que l'épaisseur, la pression exercée sur les éléments, etc.

Avec des éléments utilisant des oxydes secs (PbO_2, Al_2O_3, ThO_2, etc.) nous avons obtenu dans les cas étudiés des forces électromotrices telles que *l'électrode chauffée de l'élément est positive*. Leur valeur varie de quelques millivolts à quelques centièmes de volt par degré.

Nous avons fait débiter de tels éléments pendant plusieurs heures et nous avons obtenu des courants de l'ordre de 0,3 mA/cm² dans les meilleures conditions. Ces courants étaient obtenus dans une résistance extérieure égale à la résistance interne de l'élément.

Les résultats sont sensiblement différents suivant la résistance des oxydes utilisés. Avec des éléments tels que Al/Al_2O_3 ou Zn/ThO_2, nous avons obtenu des forces électromotrices de 5 à 6 mV/° C. Ces éléments, du fait de la forte résistivité des oxydes, étaient très minces, leur épaisseur étant de l'ordre de 0,1 mm. Avec des oxydes plus conducteurs, PbO_2 par exemple, nous avons obtenu des éléments qui peuvent constituer des générateurs thermoélectriques intéressants. C'est ainsi que des éléments Pb/PbO_2 dont les électrodes étaient soumises à une différence de température de 70° C, ont donné des forces électromotrices de l'ordre de 1 V, et débité des courants allant jusqu'à 6 mA sous 0,23 V, ou 2,5 mA sous 0,45 V pour une surface de l'ordre de 10 cm².

Ces éléments avaient une résistance interne de l'ordre de 100 Ω. Dans le cas des éléments utilisant des *oxydes humides* (Al_2O_3, ThO_2, BeO, etc.) entre électrodes identiques de métaux tels que Al, Zn, Pb, Cu,..., les forces électromotrices obtenues sont telles que, dans tous les cas, *l'électrode chauffée est négative par rapport à l'électrode froide*. Comme pour les éléments secs, les

résultats sont variables avec les éléments. Certains éléments humides, tels que Al/Al_2O_3, ont donné des forces électromotrices allant jusqu'à 30 mV/° C. Nous avons fait débiter pendant plusieurs heures des éléments de même nature ayant des forces électromotrices de 0,6 V pour une différence de température de l'ordre de 30° C. La résistance du circuit extérieur étant égale à celle de l'élément (40 à 60 Ω), nous avons obtenu des courants de 0,14 à 0,30 mA/cm².

La résistance d'un élément, ainsi que les forces électromotrices et courants obtenus, varient avec le degré d'humidité, toutes choses égales par ailleurs. Dans le cas de la poudre d'alumine calcinée, ce taux d'humidité a été fixé dans la plupart de nos expériences à 50 cm³ d'eau pour 100 g de poudre [1].

Sans préjuger de la similitude des effets, on ne peut s'empêcher de rapprocher les expériences ci-dessus de celles qui sont actuellement en cours au laboratoire sur des éléments constitués par certains sels en milieu concentré (électrode chauffée positive).

Bien qu'il ne soit pas possible à l'heure actuelle de proposer une théorie complète rendant compte de ces différents phénomènes, nous avons avancé quelques hypothèses de travail pour tenter de justifier les résultats obtenus : pour les éléments humides, on peut considérer l'élément dont les électrodes sont soumises à une différence de température, comme une pile de concentration, l'eau assurant entre les électrodes l'existence d'un milieu électrolytique. L'électrolyte et ses ions seraient adsorbés par les grains d'oxyde en quantité variable avec la température, d'où différence de concentration en électrolyte des grains de poudre au niveau des deux électrodes. Il semble alors possible de considérer, à partir des hypothèses de Nernst, une loi de la forme $E = KT \text{ Log } (C/c)$, expression dans laquelle le terme Log (C/c) jouerait un rôle prépondérant (C et c désignant les concentrations des grains en électrolyte et ses ions au niveau des deux électrodes). Si cette hypothèse est correcte, on doit obtenir en principe des forces électromotrices analogues en établissant une différence de concentration par un moyen ne mettant pas en jeu de différence de température. A cette fin, nous avons réalisé l'expérience suivante : un tube de verre rempli d'alumine calcinée en grains et muni à ses extrémités de deux électrodes d'aluminium, est plongé dans de l'eau distillée de telle manière que l'on puisse faire monter l'eau par capillarité dans la colonne ainsi formée. On peut supposer que la montée de l'eau, lorsqu'elle atteindra l'électrode supérieure, réalisera au niveau de celle-ci des concentrations différentes de celles qui existent à l'électrode inférieure, constamment baignée. On devra donc constater une différence de potentiel entre les deux électrodes, celle du haut jouant le rôle de l'électrode chaude des éléments soumis à une différence de température (donc négative). Le phénomène observé est en réalité plus complexe que ce qu'il est prévu, mais il confirme l'hypothèse et, après une phase de transition, les différences de potentiel enregistrées sont en accord avec celles qui avaient été prévues.

Dans le cas des éléments secs, les forces électromotrices obtenues pourraient être justifiées à partir des formules de Richardson-Dushmann pour l'émission thermoélectronique. Mais, pour justifier l'ordre de grandeur des courants, il faut probablement tenir compte de la multiplicité des barrières de potentiel provenant les contacts multiples entre électrodes et grains, ainsi que des barrières entre les grains. Des recherches théoriques sont actuellement conduites dans ce sens au laboratoire.

[1] Perrot (M.) et Peri (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 537.

NOTE

relative aux comptes rendus des Communications présentées aux séances de la Société Française de Physique.

En raison de l'augmentation du nombre de séances dans les diverses sections de la Société française de Physique, le Bureau prie les auteurs des Communications de limiter désormais le volume des comptes rendus à publier au *Bulletin* de la Société **à deux pages, figures comprises.**

Au cas où il leur serait nécessaire de disposer de plus de place, il faudrait envisager la publication d'un article au *Journal de Physique* (à envoyer à la Rédaction du *Journal*, 10, rue Vauquelin, en le faisant précéder d'un sommaire).

Le Secrétaire général :
A. Maréchal.

Le Gérant : Maurice Blondin. — Dépôt légal : 2e trim. 1956. — Imp. Taffin-Lefort à Lille (France).

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, RUE DE RENNES, PARIS (VIe)

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

SÉANCE DU 16 DÉCEMBRE 1955

Présidence de M. LEPRINCE-RINGUET.

M. le PRÉSIDENT présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. MARTELLY (Julien), Maître de Conférences de l'Enseignement Supérieur, Physicien au Commissariat à l'Énergie Atomique, Centre d'Études Nucléaires de Saclay (Seine-et-Oise), présenté par MM. Hubert et Denisse.

SCHUTTLER (Roland), Élève de l'École Normale Supérieure (Agrégatif), 45, rue d'Ulm, Paris (5e), présenté par MM. Aigrain et Baruch.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Exposé général sur les mésons lourds ;

par M. L. LEPRINCE-RINGUET,
Président de la Société française de Physique.

Les mésons lourds, étudiés grâce aux rayons cosmiques et aux deux grands accélérateurs américains, sont examinés sous l'aspect de leurs caractéristiques principales.

Le problème de l'identité des masses et des vies moyennes, des divers modes de désintégration des mésons lourds chargés est spécialement étudié. Des indications sont données sur le mode de production de ces particules.

2. — Champs électriques engendrés dans un cristal cubique par des ondes ultrasonores (1) ;

par M. W. G. PROCTOR,
Professeur à l'Université de Washington.

Van Kranendonk [1] a formulé des expressions générales pour le taux de relaxation indirecte des noyaux possédant un moment quadrupolaire dans des solides cristallisés. Utilisant le modèle particulier qui comprend seulement les voisins les plus proches dans des cristaux cubiques, van Kranendonk a assigné à ces voisins une charge γe, où e est la charge de l'électron. En comparant son résultat aux quelques durées de relaxation thermique connues expérimentalement, il a trouvé que le paramètre γ, qui caractérise les effets d'écran, d'anti-écran ou de covalence, a une valeur comprise entre 10 et 1 000.

Nous nous sommes proposé de confirmer les résultats de van Kranendonk par une étude du processus de relaxation directe. En excitant un monocristal de NaCl par des ondes ultrasonores à une fréquence $2\nu_0$, les transitions quadrupolaires $\Delta m = \pm 2$ du noyau ^{23}Na sont produites par les gradients du champ électrique périodique engendrés par la déformation locale. $h\nu_0$ est l'espacement des niveaux de l'énergie dipolaire magnétique dans le champ appliqué. La méthode exige des intensités d'ondes ultrasonores telles que le processus direct induit concurrence le processus indirect naturel. On observe la saturation qui en résulte pour les niveaux dipolaires des noyaux. La méthode, ainsi que l'ont les premiers démontré Proctor et Tanttila [2], suit une suggestion originale de Kastler [3] et est suffisamment similaire à celle de Proctor et Tanttila pour qu'il ne soit pas nécessaire de la décrire.

Voici des résultats préliminaires: pour $\nu_0 = 4{,}75$ MHz, une puissance de 0,16 W appliquée au cristal de quartz, Q du quartz chargé (ou non) par NaCl égal à 44 (ou 164), volume de NaCl égal à 10,8 cm^3, l'amplitude du signal à la saturation était 0,62 de l'amplitude à l'équilibre. La largeur de raie de l'effet de saturation était 2,5 kHz pour la largeur totale à demi-amplitude, valeur raisonnable en considération du temps total de relaxation observé $T_2 = 200$ µs. Les ondes élastiques étaient établies dans le cristal suivant la direction (1, 0, 0) qui était perpendiculaire au champ appliqué.

En calculant la perte d'énergie ultrasonore à partir des Q du quartz chargé ou non, on peut obtenir une densité d'énergie des ondes élastiques. Utilisant cette valeur dans une expression élémentaire obtenue en supposant que les ondes élastiques forment un système d'ondes stationnaires dans la direction (1, 0, 0) et que les champs électriques engendrés par la déformation périodique sont dus seulement aux voisins les plus proches, nous trouvons pour le paramètre γ une valeur voisine de l'unité (2).

[1] VAN KRANENDONK (J.), *Physica*, 1954, **20**, 781.
[2] PROCTOR (W. G.) et TANTTILA (W. H.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 1854.
[3] KASTLER (A.), *Experiencia*, 1952, **8**, 1.

(1) Ce travail, fait en collaboration, constituera la Thèse de M. Wesley Robinson à l'Université de Washington.

(2) L'auteur insiste sur le caractère d'essai de ces mesures préliminaires.

ASSEMBLÉE GÉNÉRALE ET SÉANCE DU 20 JANVIER 1956

I. — Assemblée générale.

Présidence de M. Leprince-Ringuet.

Dès l'ouverture de la séance, il est procédé au scrutin pour le renouvellement partiel du Bureau et la nomination de huit Membres du Conseil. Le résultat des votes sera proclamé en séance ordinaire après dépouillement par les scrutateurs : MM. Brossel, Jeandel, Lennuier, Marandon et Poulard.

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

Mlle Lenoble (Jacqueline), Chargée de Recherches, Laboratoire de Physique du Muséum, 43, rue Cuvier, Paris (5e), présentée par MM. Le Grand et A. Maréchal.

MM. Mireles-Malpica (José), M. S. Physique (Fisico Consultor), Sierra Nevada 225, Mexico 10, D. F., présenté par MM. Darrow et A. Maréchal.

Patry (Marcel), Docteur ès Sciences, Directeur des Recherches à l'Office National Industriel de l'Azote de Toulouse, 143, route d'Espagne, Toulouse (Haute-Garonne), présenté par MM. G. Dupouy et A. Maréchal.

Valet (Maurice), Docteur ès Sciences physiques, Professeur à la Faculté Catholique des Sciences de Lyon, Charbonnières-les-Bains (Rhône), présenté par MM. R. Ricard et J. Janin.

Mme Vincent (Josette), Agrégée de physique, Docteur ès Sciences, Chargée de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 21, avenue Marquise-du-Deffand, Antony (Seine), présentée par MM. J. Cabannes et J. Lecomte.

M. le Président donne ensuite la parole à M. Maurice Blondin, rapporteur de la Commission des Comptes, pour la lecture du rapport relatif à l'exercice 1954-1955.

RAPPORT DE LA COMMISSION DES COMPTES SUR L'EXERCICE 1954-1955 (ANNÉE 1955).

Mesdames, Messieurs,

Nous avons l'honneur de soumettre à votre approbation les comptes de l'exercice 1954-1955 (année 1955) de notre Société.

Actif. — L'actif comptabilisé, s'élevant à 12 815 255 F, comprend : 1° des titres pour une valeur de 7 560 140 F, en augmentation de 1 580 800 F par prélèvement sur une partie des disponibilités ; 2° des espèces pour un montant de 5 255 115 F, en augmentation de 94 058 F. Ce poste présente donc une augmentation globale de 1 674 858 F par rapport à l'exercice précédent.

Conformément aux dispositions prises l'année passée, les titres ont été groupés en six certificats ; ces certificats nous ont été présentés ainsi que les pièces justificatives des espèces restant en caisse et en banque au 31 octobre 1955.

Les éléments non comptabilisés sont représentés par les 431 actions de la Société *Journal de Physique*, les ouvrages en dépôt à la librairie Gauthier-Villars, les cotisations dues et non encore payées, les créances restant à recouvrer sur quelques participants de l'Exposition annuelle.

Passif. — Au passif, figurent : 1° ce que possède en propre la Société française de Physique, à savoir le fonds de réserve de 847 954 F, sans changement, représenté exclusivement par les titres et, sous le nom de provisions libres, d'une part, le report du solde de l'exercice 1954, soit 8 484 574 F et, d'autre part, le solde créditeur du compte des ressources et des charges de 1 154 845 F, soit un montant global des provisions libres de 9 639 419 F, représenté par des titres pour 6 712 186 F et des espèces pour 2 927 233 F ; 2° une somme de 1 658 963 F revenant à la Société *Journal de Physique* et provenant, d'une part, de la rétrocession des 6/10e du montant des cotisations encaissées au cours de l'exercice, soit 1 158 963 F, en échange de la fourniture de 1 168 abonnements à la publication *Le Journal de Physique et le Radium*, d'autre part, de la subvention du Centre National de la Recherche Scientifique, de 500 000 F, au titre de la documentation bibliographique ; 3° une somme de 668 919 F appartenant au Comité français de Physique dont la Société française de Physique assure la gestion. Les sommes dues ainsi au *Journal de Physique* et au Comité français de Physique, ensemble 2 327 882 F, sont représentées par des espèces disponibles à tout moment.

Compte des ressources et des charges. — L'examen du « *Compte des ressources et des charges* » fait ressortir un montant total des ressources de 9 625 519 F contre 9 762 162 F pour l'exercice précédent ; les charges se sont élevées à 8 470 674 F, d'où un excédent de recettes de 1 154 845 F, représentant le solde créditeur indiqué plus haut.

Les postes les plus importants de ce chapitre, du côté ressources, sont : 1° les cotisations encaissées, soit 1 931 605 F contre 1 513 251 F, en augmentation du fait de l'élévation du taux des cotisations ; 2° les recettes de l'Exposition et de son catalogue, 6 824 790F contre 7 090 956 F qui, déduction faite des frais engagés, 5 015 994 F contre 4 619 377 F, laissent un bénéfice encore substantiel de 1 808 796 F, non comprise une somme de 847 930 F restant encore due par les exposants à la date de clôture de l'exercice de notre Société et presque entièrement recouvrée maintenant.

Du côté charges figurent les frais de fonctionnement propres à la Société, soit 1 795 717 F contre 1 955 624 F l'année passée. Ce poste n'appelle aucune observation de notre part.

Compte tenu des ressources diverses s'élevant à 369 124 F, représentant les intérêts des titres et différents dons, le compte des dépenses propres de fonctionnement de la Société se solde néanmoins par un déficit de 653 951 F contre 692 368 F l'année passée, déficit heureusement compensé par le solde créditeur de l'Exposition se montant à 1 808 796 F, comme indiqué.

En conclusion, le bilan accuse une situation parfaitement saine puisque l'exercice de votre Société se solde cette année encore par un bénéfice net de 1 154 845 F contre 1 779 191 F l'an passé ; cette baisse de 624 346 F est due principalement à la privation de deux subventions ministérielles et à la diminution des ressources nettes tirées de l'Exposition du fait du retard dans le paiement des sommes dues.

D'après la statistique établie au 31 octobre 1955, le nombre des Membres est en légère augmentation, soit 1 121 contre 1 101 en 1954.

Les comptes dont nous venons de vous donner connaissance et que nous vous demandons d'approuver représentent la situation financière de votre Société au 31 octobre 1955.

Les Membres de la Commission :
Maurice BLONDIN, *rapporteur* ;
Félicien BLOTTIAU,
Eugène DUPUY.

Le rapport de la Commission des Comptes est mis aux voix et adopté.

M. le PRÉSIDENT communique ensuite à l'Assemblée la décision du Conseil relative à l'attribution des Prix de la Société française de Physique pour 1955 :

1° *Prix Robin :* M. G. A. BOUTRY.

Le Prix Robin 1955 marquera à M. BOUTRY la très haute estime de notre Conseil pour ses beaux travaux et pour l'ensemble de son activité particulièrement importante. M. BOUTRY s'est intéressé aux cellules photoélectriques et les a perfectionnées à l'époque où elles n'étaient pas encore bien connues. Son ouvrage dans la collection des Conférences-Rapports a été l'un des éléments de base de notre formation dans les domaines correspondants.

Nommé Directeur du Laboratoire d'Essais au Conservatoire National des Arts et Métiers, il a introduit un esprit de recherche même dans des réalisations techniques, comme par exemple une installation de contrôle automatique des thermomètres médicaux. Il a démissionné, n'ayant pu obtenir d'assurer à son personnel scientifique une rémunération équitable.

Le laboratoire qu'il dirige actuellement se développe de façon remarquable grâce à son activité pénétrante, tenace et efficace dans un domaine qui participe à la fois de l'optique et de l'électronique. Avec ses principaux collaborateurs (MM. PIETRI, DUCOT, DESVIGNES, DORMONT, BILLARD, LE BLAN), il réalise les premiers tubes dans lesquels un signal est porté par un faisceau permanent d'ions lourds, une transmission régulière à 200 km et au delà sur faisceau dirigé de 10 W à la fréquence de 10 000 MHz d'une image de la R. T. F., les premières photodiodes réalisées en Europe, aujourd'hui fabriquées industriellement ; enfin il étudie le comportement de l'œil en télévision et, comme conséquence, élabore un nouveau système de télévision en couleurs (Exposition de Physique 1955) et la possibilité de transmettre, dans une bande unique non élargie, deux images de télévision complètement distinctes et séparables à la réception.

2° *Prix Ancel :* M. J. FRIEDEL.

M. FRIEDEL, Ingénieur des Mines, s'est initié à la physique théorique auprès du Professeur MOTT, à Bristol. Il a travaillé en particulier la théorie des alliages. Étudiant la variation des propriétés électriques (en particulier résistivité) en fonction de la composition, il a pu montrer qu'on pouvait réduire le nombre de constantes arbitraires des théories précédentes en introduisant des identités provenant de l'interdépendance de plusieurs phénomènes physiques : par exemple la modification de la densité des électrons de conduction et l'influence des impuretés sur la conduction par ces électrons.

M. FRIEDEL a, d'autre part, amélioré la théorie du ferromagnétisme des métaux à partir des principes de la mécanique quantique.

3° *Prix Aimé Cotton* : Mme ROIZEN (ex Mlle DOSSIER).

Mme ROIZEN a fait un travail théorique et expérimental très intéressant sur la diffraction de la lumière au laboratoire du Professeur JACQUINOT à Clermont-Ferrand, puis à Bellevue. Ce travail a contribué à diminuer l'influence de la diffraction dans l'observation des forts contrastes, en atténuant les franges latérales dans les figures de diffraction par recouvrement des objectifs d'une couche métallique de transparence non uniforme. Mme ROIZEN a calculé les fonctions les plus appropriées et réalisé les dispositifs correspondants ; cette technique a été appelée apodisation.

M. LEPRINCE-RINGUET, Président sortant, prononce ensuite l'allocution suivante :

MES CHERS COLLÈGUES,

Plusieurs grands physiciens nous ont quittés en 1955. Déjà, dans les dernières semaines de l'année précédente, nous avions appris la mort du grand théoricien Enrico FERMI et de Théodore LYMAN qui avait exploré l'ultraviolet lointain ; depuis lors ont disparu notamment le Professeur DE HEMPTINE, de l'Université de Louvain, Membre de l'Académie Royale de Belgique, le Professeur Jacob CLAY, d'Amsterdam, qui avait consacré sa vie au rayonnement cosmique et découvert en particulier la variation de ce rayonnement en fonction de la latitude du lieu d'observation, et notre très bon et courageux ami le théoricien Alexandre PROCA dont nous avons évoqué la mémoire à la dernière séance.

L'activité de la Société française de Physique en 1955 a été excellente grâce à notre Secrétaire général, M. MARÉCHAL, qui ne ménage pas sa peine et conserve malgré toutes ses charges un visage aimable et sympathique. Il a été aidé par M. BROSSEL, comme Secrétaire et organisateur des séances de la Section d'Optique et M. BERTHELOT pour celles de la Section de Physique corpusculaire. Je tiens à remercier M. YVON qui a bien voulu accepter le renouvellement de sa charge de Trésorier avec beaucoup de bonne grâce et qui rend à la Société un service considérable. Le succès de l'Exposition a été assuré grâce en particulier au dévouement de M. BARCHEWITZ et de M. POULARD. Cette Exposition a eu un grand succès ; elle s'est tenue à la Sorbonne comme par le passé et l'on a inauguré des expériences particulièrement intéressantes sur l'optique et les principes de la télévision en couleurs avec M. BOUTRY, la microscopie interférentielle avec M. FRANÇON, les expériences d'optique avec ondes

électromagnétiques ultracourtes par M. Simon, et les expériences sur le rayonnement cosmique au moyen de compteurs par M. d'Andlau. Il semble que ce soit là une heureuse innovation qui doit être poursuivie ultérieurement. Mais l'Exposition ne pourra plus avoir lieu dans le cadre bien agréable de la Sorbonne ; c'est un peu la conséquence de son succès et les 1 090 m² occupés par les stands se révèlent insuffisants. Aussi avons-nous cherché un autre local qui ne soit pas trop éloigné de nos préoccupations scientifiques et le Ministre de l'Éducation Nationale a bien voulu nous autoriser à utiliser une partie du Grand Palais avec 1 300 à 1 400 m² de surface, ce qui nous permet de gagner plus de 30 % de place. Je pense que nous serons très bien dans ce nouveau local qui présente pour nous beaucoup d'avantages, en particulier la proximité du Palais de la Découverte avec passage direct et utilisation possible de sa salle de conférences.

L'Exposition n'aura plus lieu à la date prévue antérieurement, c'est-à-dire aux environs de la Pentecôte, mais elle se tiendra du 12 au 19 avril.

Je remercie M. le Ministre Berthoin pour les facilités qu'il nous donne, M. le Recteur pour celles qu'il nous a données généreusement par le passé et j'adresse des remerciements anticipés à M. Leveille, Directeur du Palais de la Découverte, dont nous sommes bien certains d'obtenir une aide efficace.

Je voudrais dire un mot de l'activité générale de la Société et de celle des différentes sections. Nous avons eu, en dehors des communications particulières, un certain nombre d'exposés d'un grand intérêt : tout d'abord celui de M. Félix Bloch, Prix Nobel et Directeur du C. E. R. N. jusqu'au milieu de cette année, qui eut lieu à la séance du 21 janvier 1955 sur « La Résonance nucléaire à très haute résolution », puis en mars un exposé de M. David Bohm sur « Les développements récents de l'interprétation causale de la théorie des quanta ». Pendant le temps de l'Exposition, les quatre exposés classiques ont été celui de M. Kurti, au titre poétique « Le domaine des températures où règnent les spins », celui de M. Denisse sur « Les nouvelles acquisitions de la radioastronomie », celui de M. Françon sur « Les récents progrès en optique et en microscopie » et celui de M. Kossel sur « La croissance des cristaux ». Enfin, en juin, deux exposés particulièrement intéressants sur « La résonance nucléaire quadrupolaire dans les cristaux » et sur « Les moments électriques quadrupolaires des noyaux et les modèles nucléaires » ont été faits par M. Kopfermann.

Le fonctionnement des séances d'Optique et de Physique corpusculaire nous pose des problèmes ; malgré l'intérêt des communications qui ont été présentées, nous pensons que le public assistant à ces exposés n'est pas assez nombreux. Les séminaires qui ont lieu dans la plupart de nos grands laboratoires font manifestement tort à ces réunions et l'on constate qu'il est très difficile d'arracher les physiciens à leurs appareils, même pendant une heure et demie en fin de journée. Aussi envisageons-nous une orientation un peu différente ; nous pensons qu'il est plus facile d'arracher les physiciens à leur travail pendant deux jours que pendant une heure et demie et que des réunions d'un ou deux jours à Paris ou dans un Centre de province, sur un sujet défini, pourraient avoir un bon succès. Dès maintenant nous prévoyons un Colloque de Physique nucléaire sur les basses énergies, organisé par la Section de Physique corpusculaire, qui aura lieu en mars à Saclay et durera deux jours. M. Berthelot est chargé de l'organisation de ce Colloque ; l'entrée à Saclay sera libre pour les congressistes. Par ailleurs, nous prévoyons également un colloque de deux ou trois jours à Bordeaux, auprès du Professeur Rousset, sur la diffusion moléculaire de la lumière ; il aurait lieu au voisinage de l'Ascension.

Cette année enfin a marqué le dixième anniversaire du Prix Holweck. C'est le Professeur Kurti qui l'a reçu à Paris et la délégation anglaise comprenait également les Professeurs Andrade, Massey et le Dr Wynne. Tous sont venus avec leurs épouses et nous avons organisé un voyage aux Châteaux de la Loire avec vision nocturne des spectacles son et lumière.

Nous sommes très attachés naturellement à cette belle initiative du Prix Holweck et un arrangement est intervenu cette année pour le prolonger pendant dix ans, chaque pays contribuant par moitié aux frais.

Un mot encore du *Journal de Physique appliquée*. Les discussions entre les différents scientifiques ou groupements intéressés n'ont pas encore abouti à une décision définitive ; elles se poursuivent et nous espérons qu'elles pourront être menées à bien cette année. En attendant, un numéro du *Journal de Physique appliquée*, formule ancienne, va paraître avec une présentation différente. Il est à souhaiter que M. René Lucas, qui apporte au *Journal de Physique* une aide active et en connaît bien les problèmes, puisse en 1956 résoudre les difficultés d'organisation de nos publications.

De toute façon, je pense être votre interprète en disant à M. Jean Langevin que nous lui sommes extrêmement reconnaissants de bien vouloir continuer à assumer la charge de rédacteur en chef du *Journal de Physique* et de poursuivre ses efforts couronnés de succès pour son amélioration, notamment pour la réduction des délais de publication.

Je suis heureux de voir notre ami René Lucas prendre la présidence de la Société française de Physique. Nous le connaissons bien depuis fort longtemps car il n'a cessé de manifester avec la meilleure bonne grâce un dévouement de tous les instants à notre Société. Ses remarquables travaux sur les structures moléculaires, la diffraction de la lumière, les ultrasons, en font un des meilleurs physiciens français. Nous le plaignons parfois aussi, car ses lourdes responsabilités, surtout à la tête de l'École de Physique et Chimie, en l'écartelant entre les fonctions importantes d'administration générale et une grande activité scientifique, doivent lui poser de redoutables problèmes d'organisation. Nous sommes tous heureux de voir l'un de nos collègues les plus estimés, tant pour sa science que pour ses qualités humaines et son dévouement, prendre maintenant la présidence de notre Société française de Physique.

II. — Séance ordinaire

Présidence de M. R. Lucas.

M. R. Lucas, en succédant à M. Leprince-Ringuet, prononce l'allocution suivante :

MES CHERS COLLÈGUES,

J'adresserai tout d'abord mes bien vifs remerciements au Conseil et aux membres de la Société française de Physique qui m'ont témoigné leur estime et leur confiance en me désignant comme Président pour 1956.

Je remercie très vivement mon collègue et ami M. LEPRINCE-RINGUET pour les paroles très amicales mais trop élogieuses qu'il a prononcées tout à l'heure à mon sujet. M. LEPRINCE-RINGUET a su apporter à la Présidence de la Société le même dynamisme et la même bonne grâce qu'il apporte pour la direction des nombreux chercheurs attachés à l'étude des rayons cosmiques. La preuve de ses exceptionnelles qualités scientifiques, et parfois sportives, est attestée par la vitalité remarquable de ses laboratoires.

La tâche du Président de la Société serait bien lourde si elle n'était extrêmement facilitée par le zèle et le dévouement de son Secrétaire général M. MARÉCHAL, de son dévoué Trésorier M. YVON, de son Agent général M. POULARD, ainsi que des personnes que je ne puis toutes citer. C'est par le concours de toutes les bonnes volontés que les problèmes délicats évoqués tout à l'heure par M. LEPRINCE-RINGUET — qu'il s'agisse de l'organisation des séances ou de l'exposition annuelle — pourront être abordés et, nous l'espérons, résolus, pour le plus grand bien de notre Société.

Nous avons aujourd'hui la bonne fortune d'avoir un exposé du Professeur John TINLOT, distingué spécialiste de la Physique corpusculaire, qui va nous parler des diverses particules fondamentales. Avant de lui donner la parole, je voudrais vous rappeler les principales étapes de l'œuvre scientique de M. TINLOT.

John TINLOT est Professeur de Physique à l'Université de Rochester (État de New-York). Il a commencé ses travaux au Massachusetts Institute of Technology aussitôt après la guerre par des études sur l'absorption de la composante nucléonique du rayonnement cosmique dans l'atmosphère. Ces études ont prouvé que cette absorption correspondait à une interaction très forte de la composante nucléonique avec la matière. Le libre parcours moyen ainsi défini se rapporte à une section efficace de l'ordre de grandeur de la section géométrique.

John TINLOT a ensuite mis au point avec Bernard GREGORY, au Laboratoire du Mont Evans (Colorado), une grande chambre de Wilson à plaques multiples pour préciser l'interaction forte des mésons π avec la matière.

En 1950, il quitte le M. I. T. pour Columbia University où le cyclotron de Nevis produisait des faisceaux de mésons d'environ 100 MeV d'énergie. Ses recherches ont porté sur l'interaction des mésons de cette énergie avec la matière. Nommé Professeur à Rochester, il a tout d'abord poursuivi ce travail avec des compteurs, puis sa principale activité est devenue une étude des interactions des nucléons polarisés. On peut produire un faisceau de nucléons presque entièrement polarisés en bombardant une cible avec des protons de quelques centaines de MeV. En observant à 15° de la direction du faisceau les protons éjectés et en les sélectionnant avec un champ magnétique de façon à les obtenir monocinétiques, on peut les envoyer sur une cible d'hydrogène liquide ou d'une autre matière si l'on veut étudier des interactions plus compliquées. On constate une asymétrie dans la diffusion droite-gauche sous le même angle lorsque l'on envoie les protons polarisés sur l'hydrogène liquide. Cela donne une mesure quantitative des forces non centrales entre nucléons, force que cette méthode permet d'étudier de façon très directe.

Le Professeur John TINLOT est venu passer une année sabbatique en France, au Laboratoire de Physique de l'École Polytechnique, depuis octobre 1955. Il participe aux expériences qui sont effectuées sur les événements V par le groupe du Pic du Midi, utilisant les rayons cosmiques et les grandes chambres de Wilson.

M. John TINLOT fait ensuite une communication sur le sujet :

Les antiparticules.

M. le PRÉSIDENT remercie le Conférencier, lui demande la publication intégrale de sa Communication sous forme d'article dans le *Journal de Physique*. Il proclame ensuite les résultats des élections :

Élections pour le renouvellement partiel des Membres du Bureau.

NOMBRE DE VOTANTS	123
SUFFRAGES EXPRIMÉS	123
MAJORITÉ	62

Ont obtenu :

Vice-Président	MM.	NÉEL	64	voix, élu
		DUPOUY	54	»
		KASTLER	2	»
Trésorier	M.	G. YVON	120	voix, élu
Vice-Secrétaire	MM.	CRUSSARD	119	voix, élu
		MARTIN	1	»
		E. COTTON	1	»

Élections pour le renouvellement des Membres du Conseil.

NOMBRE DE VOTANTS	185
BULLETINS BLANCS OU NULS	1
SUFFRAGES EXPRIMÉS	184
MAJORITÉ	93

Ont obtenu :

Résidents	MM.	ABRAGAM	182	voix,	élu
		M. LÉVY	178	»	»
		DENISSE	183	»	»
		FRIEDEL	183	»	»
		FREON	1	»	
		LESAGE	1	»	
		MARGAND	1	»	
		MARIE	1	»	
		MARQUAIRE	1	»	
Non résidents	Mme	COUTURE	182	voix,	élue
	MM.	FELICI	183	voix,	élu
		TOWNES	182	»	»
		EXTERMANN	183	»	»
		BARRIOL	1	»	
		PLUVINAGE	1	»	
		POWELL	1	»	
		PATRIARCHE	1	»	

SÉANCE DU 17 FÉVRIER 1956

Présidence de M. Lucas.

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Becquerel (Georges), Ingénieur au Laboratoire de Recherches de Kodak-Pathé, 30, rue des Vignerons, Vincennes (Seine), présenté par MM. Abribat et Pinoir.

Blamont (Jacques), Agrégé de Physique, Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 101, boulevard Saint-Michel, Paris (5e), présenté par MM. Brossel et Kastler.

Cribier (Daniel), Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 127, faubourg Poissonnière, Paris (9e), présenté par MM. Herpin et Le Corre.

El Komoss (Sabry, Gobran), Docteur ès Sciences, Faculté des Sciences d'Alexandrie (Égypte), présenté par MM. Nikitine et Pluvinage.

Mme Espagne (Henriette), Assistante, Faculté des Sciences, 37, allées Jules-Guesde à Toulouse (Haute-Garonne), présentée par MM. Dupouy et Fert.

MM. Faget (Jean), Licencié ès Sciences, Assistant à la Faculté des Sciences de Toulouse, 36, rue de la Fonderie, Toulouse (Haute-Garonne), présenté par MM. Fert et Durandeau.

Laborie (Paul), Assistant de Physique, Faculté des Sciences de Toulouse (Haute-Garonne), présenté par MM. Bayet et Fert.

Lacoste (Robert), Ingénieur I. E. T., Ingénieur-Docteur, Chef de travaux à la Faculté des Sciences, 90, boulevard de la Marquette, Toulouse (Haute-Garonne), présenté par MM. E. Durand et Fert.

Lagasse (Jean), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, Ingénieur I. E. T., Docteur ès Sciences, 12, rue Baudrimont, Toulouse (Haute-Garonne), présenté par MM. E. Durand et Fert.

Mlle Lambert (Renée), Professeur agrégée, Préparatrice de Sciences physiques à l'École Normale Supérieure de Sèvres (Seine-et-Oise), 19, rue Monsieur, Paris (7e), présentée par M. Brossel et Mlle Chenot.

MM. Larroque (Paul, Étienne), Assistant à la Faculté des Sciences de Toulouse, rue Mazas, Toulouse (Haute-Garonne), présenté par MM. Lafourcade et Fert.

Moncassin (Jean), Assistant à la Faculté des Sciences de Toulouse (Haute-Garonne), présenté par MM. Perrier et Fert.

Mlle Offret (Suzanne), Attachée de recherches, 37, boulevard Jourdan, Paris (14e), présentée par MM. Vodar et J. Robin.

MM. Poulet (Henri), Docteur ès Sciences, Chargé de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 8, rue de Rambervillers, Paris (12e), présenté par MM. J. Cabannes et J.-P. Mathieu.

Royaud (Jean), Professeur agrégé de Physique, Lycée Montesquieu, Bordeaux (Gironde), 22, rue du Professeur Bergonié, Talence (Gironde), présenté par MM. Servant et Loudette.

Saurel (Jean), Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 31, avenue de la République, Aubervilliers (Seine) présenté par MM. Vodar et J. Robin.

Seguier (Paul), Stagiaire de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 58, allées des Demoiselles à Toulouse (Haute-Garonne), présenté par MM. Fert et Durandeau.

Solomon (Ionel), Ancien élève de l'École Polytechnique, Ingénieur au Centre d'Études Nucléaires de Saclay, Boîte postale n° 2 à Gif-sur-Yvette (Seine-et-Oise), présenté par MM. Brossel et Abragam.

Teissie-Solier (Max), Professeur à la Faculté des Sciences, Ingénieur I. E. T., Docteur ès Sciences, 13, rue Croix-Baragnon, Toulouse (Haute-Garonne), présenté par MM. E. Durand et Fert.

Winter (Jacques), Agrégé de Physique, Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 30, boulevard de la République, Versailles (Seine-et-Oise), présenté par MM. Brossel et Kastler.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Tensions de radiation des ondes acoustiques dans les fluides ;

par M. R. Lucas,
Président de la Société française de Physique.

La théorie des tensions de radiations des ondes acoustiques dans les fluides montre le caractère anisotrope des efforts exercés par les ondes acoustiques. Il résulte de la théorie développée par L. Brillouin que la propagation d'une onde s'accompagne d'un terme de tension dans le sens de la propagation de l'onde et d'un terme de pression isotrope. L'existence de ces deux termes joue un rôle important dans la théorie de la dilatation thermique des corps, l'agitation thermique étant décomposée en ondes.

Une recherche expérimentale a été poursuivie afin de mettre en évidence le terme de pression isotrope qui accompagne les ondes acoustiques dans les fluides. Lors de la création d'ondes acoustiques dans un gaz maintenu à pression moyenne constante, la théorie fait prévoir que le volume initial de gaz doit subir une dilatation de valeur calculable.

Le dispositif expérimental permettant de montrer l'existence de l'effet est décrit et les observations sont discutées.

Un mémoire détaillé paraîtra au *Journal de Physique*.

2. — Applications des propriétés thermoélectriques des semi-conducteurs ;

par M. Leclerc,
Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure.

Les applications possibles des propriétés thermoélectriques de certains composés furent analysées par Altenkirch au début de ce siècle. Mais il se heurta à la difficulté de préparation des matériaux utilisés (ZnSb, CdSb). Depuis, une étude systématique a été faite sur nombre de semi-conducteurs, d'où il ressort que l'un des plus intéressants, aux deux points de vue des préparation et performance, est le tellurure de bismuth.

Les métaux offrent au point de vue thermoélectrique peu d'intérêt. Leur pouvoir thermoélectrique dépasse rarement quelques μV/°C.

Les semi-conducteurs, à l'encontre des métaux, possèdent des pouvoirs thermoélectriques élevés qui, dans les conditions actuelles d'emploi, sont de l'ordre de 200 μV/°C. Ceci peut paraître contrebalancé par le fait que la conductivité électrique est beaucoup plus faible que pour les métaux. En fait, nous verrons que les performances sont données par la valeur d'un facteur de qualité $\tau = e^2\, T/\rho K$, où e désigne le pouvoir thermoélectrique, T la température, ρ la résistivité du matériau et K la conductivité thermique.

Or, la conductivité thermique, somme de deux termes électronique et de réseau $K = K_e + K_r$, s'écrit pratiquement pour les métaux $K = K_e$ et, dans ce cas, ρK est donné par la loi de Wiedemann-Franz applicable aux métaux :

$$K_e \rho = K\rho = \frac{\pi^2}{3}\left(\frac{k}{q}\right)^2 T,$$

où k est la constante de Boltzmann et q la charge de l'électron.

Tandis que pour les semi-conducteurs la partie due au réseau est prépondérante et, dans un tel cas,

$$\rho K = \rho K_e + \rho K_r \gg \frac{\pi^2}{3}\left(\frac{k}{q}\right)^2 T,$$

bien qu'ici, pour les composés qui nous occupent (semi-conducteurs dégénérés),

$$\rho K_e = 2\left(\frac{k}{q}\right)^2 T.$$

Il faut donc utiliser des composés semi-conducteurs de conductivité thermique de réseau aussi faible que possible, soit des composés intermétalliques formés d'éléments de masse atomique élevée (Sb, Bi, Pb).

Il y a deux modes principaux d'utilisation des thermocouples selon que la différence de température $\Delta\theta$ entre les sources est faible ou élevée.

Dans le premier cas on peut citer comme applications :

la distillation avec $\Delta\theta$ de l'ordre de 2 à 3°,

les pompes à chaleur $\Delta\theta$ de l'ordre d'une vingtaine de degrés,

la réfrigération de l'ordre de 50°.

Le second cas qui semble être le plus intéressant est celui des thermopiles où la différence de température serait de l'ordre de 300°.

Prenons l'exemple de la réfrigération en supposant deux éléments semi-conducteurs mis en série 1, 2, de dimensions géométriques unité. Posons $e = e_1 - e_2$ $\rho = \rho_1 + \rho_2$, $K = K_1 + K_2$ et soit T la température de la source chaude, Δ le refroidissement, i l'intensité ; le rendement η, rapport de la puissance absorbée à la source froide à la puissance délivrée par le circuit extérieur, s'écrit

$$\eta = \frac{e(T - \Delta)i - K\Delta - \frac{1}{2}\rho i^2}{e\Delta i + \rho i^2};$$

on peut montrer facilement en effet que la moitié de la chaleur de Joule passe à la source froide.

Ce rendement est maximum pour une valeur i_M du courant :

$$i_M = \frac{4 i_0}{\tau(2 - \eta_0)}\left[\sqrt{1 + \tau\left(1 - \frac{\eta_0}{2}\right)} + 1\right],$$

où $\eta_0 = \Delta/T$ est le rendement théorique, $i_0 = e\Delta/2\rho$ et τ est le facteur de qualité précédemment défini ; le rendement maximum vaut

$$\eta_M = \eta_0 \frac{1 - \dfrac{i_M}{2\,\eta_0\, i_0}}{1 + \dfrac{i}{i_0}}$$

et ce rendement croît avec τ.

Tandis que le refroidissement maximum que l'on peut atteindre s'écrit approximativement

$$\Delta_M = T\frac{\tau}{2};$$

si, par exemple, $\tau = 0{,}4$, $\Delta_M \simeq 60°$.

Nous avons supposé dans cet exemple que les deux constituants étaient identiques, différant seulement par le signe de leur pouvoir thermoélectrique, et défini un facteur de qualité global. S'il n'en est pas ainsi on montre que, en adoptant une relation géométrique simple entre les éléments, le facteur de mérite global optimum s'écrit

$$\tau'_{\max} = \frac{(e_1 - e_2)^2\, T}{[(\rho_1 K_1)^{1/2} + (\rho_2 K_2)^{1/2}]^2}.$$

Les théories des pompes à chaleur, de la distillation donnent encore pour le rendement des expressions équivalentes. De même pour les thermopiles. Mais, dans ce dernier cas, la température varie considérablement entre source chaude et source froide et, selon la position d'une tranche considérée, les propriétés électriques varient.

Or, à température constante, $\tau = e^2 T/\rho K$ varie en fonction du nombre N d'électrons dans la bande de conduction (en supposant un semi-conducteur de type n) comme

$$(A - \mathrm{Log\ N})^2\, \mathrm{N}.$$

En effet, on peut écrire

$$e = k(A - \mathrm{Log\ N})/q, \qquad \sigma = 1/\rho = \mu \mathrm{N} q,$$

K étant supposé uniquement dû au réseau, indépendant de N. Dans ces formules, A est une constante de l'ordre de 2,2 à température ordinaire et μ est la mobilité des électrons dans la bande de conduction. Le maximum de τ s'obtient alors pour $A - \mathrm{Log\ N} = 2$, soit

$e = 2k/q \simeq 180\ \mu$V/°C indépendant de la température.

Si maintenant la température varie, cette valeur du pouvoir thermoélectrique devant être gardée constante, on est conduit à une densité d'impuretés variant en $T^{3/2}$. Il en résulte pour τ une variation en T^2.

La thermopile idéale devrait donc être constituée d'une série de thermopiles fonctionnant chacune sous des différences de température faibles. Ce moyen coûteux peut être approximativement remplacé par une thermopile à simple étage dont les éléments seraient dopés de façon non homogène de telle sorte que la concentration d'impuretés varie en $T^{+3/2}$.

Avec un facteur de qualité de 0,5, à température ordinaire, et des températures de sources froide et chaude de 300 et 600 °K, on peut ainsi obtenir un rendement de 11 % soit, en tenant compte des pertes diverses (conduction), un rendement global atteignant 4 %.

SÉANCE DU 27 AVRIL 1956

(ORGANISÉE EN COMMUN AVEC LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS)

Les rayons cosmiques sont-ils tous d'origine galactique ?

par M. G. COCCONI,
Professeur à l'Université de Cornell-Ithaca.

Les résultats obtenus dernièrement sur les propriétés des particules primaires qui engendrent les plus énergiques des gerbes étendues suggèrent nettement que, au moins les rayons cosmiques qui ont la plus grande énergie ne peuvent être confinés et accélérés seulement dans la Galaxie.

Les principaux arguments sont relatifs au spectre de masse, qui semble invariable jusqu'aux plus fortes énergies, aux énergies maxima observées ($\geqslant 10^{18}$ eV) et à l'absence d'anisotropie présentée par les gerbes étendues.

Si au moins les rayons cosmiques les plus énergiques ne peuvent être d'origine galactique, un mécanisme accélérateur doit agir dans l'espace intergalactique. Une discussion de ce problème montre que certains des mécanismes déjà proposés pour l'accélération des rayons cosmiques dans la Galaxie doivent aussi agir dans l'espace intergalactique.

On insiste sur l'importance, du point de vue cosmologique, des expériences au moyen desquelles on étudie les propriétés des gerbes étendues les plus énergiques.

SECTION D'OPTIQUE

SÉANCE DU 2 MARS 1956

Présidence de M. LUCAS.

1. — Rôle du récepteur dans la détermination des éléments d'un spectromètre à réseau : application à l'infrarouge lointain ($20 < \lambda < 1\,000\,\mu$) ;

par M. A. HADNI,
Laboratoire de Recherches Physiques
de la Faculté des Sciences de Paris.

Au cours de cette discussion, on passe en revue les récepteurs et les sources qui ont donné les meilleurs résultats dans l'infrarouge lointain. On essaie, en conclusion, de déterminer les progrès que l'on peut attendre de l'instrumentation dans cette région du spectre que la technique des ondes millimétriques n'a pas encore pu aborder de façon courante par ses propres moyens.

M. le PRÉSIDENT félicite le Conférencier de son très intéressant exposé et lui demande de rédiger un article de mise au point pour le *Journal de Physique*.

2. — Étude de la pénétration du rayonnement dans la mer ;

par Mlle J. LENOBLE,
Laboratoire de Physique
du Muséum National d'Histoire Naturelle.

La mer, opaque à presque tout le spectre électromagnétique, présente une bande de transparence dans la région des ondes lumineuses, avec un maximum de transparence dans le bleu vers 4 700 Å ; de part et d'autre de ce maximum l'absorption augmente rapidement, vers le rouge pour atteindre une opacité presque complète dès le proche infrarouge, et vers l'ultraviolet, région relativement mal connue où nous avons fait porter nos mesures. Le coefficient d'absorption propre β de l'eau de mer est assez voisin de celui de l'eau pure, le rôle des sels dissous étant faible ; bien entendu, des impuretés colorées peuvent, dans certaines mers, modifier ce coefficient. De plus, l'eau de mer est un milieu trouble par suite des nombreuses particules en suspension et à l'absorption propre s'ajoute une absorption apparente par diffusion, caractérisée par le coefficient $k = 2\pi\int_0^\pi \mu(\Theta)\sin\Theta\, d\Theta$, en appelant $\mu(\Theta)\,dv$ le coefficient de diffusion d'un élément de volume dv dans une direction faisant l'angle Θ avec la direction d'incidence ; le coefficient d'absorption totale est donc $K = k + \beta$.

Etude théorique. — Si l'on connaît ces coefficients, ainsi que les conditions d'éclairage à la surface, il est en principe facile de calculer la luminance dans la mer en fonction de la profondeur H et de la direction d'observation repérée par l'azimut φ et l'angle θ avec la verticale ascendante. Cette luminance Φ satisfait à l'équation

$$\cos\theta\,\frac{d\,\Phi(\tau\,;\,\theta,\,\varphi)}{d\,\tau} = \Phi(\tau\,;\,\theta,\,\varphi) - \frac{\mu(\theta,\,\varphi\,;\,\theta_0,\,\varphi_0)}{K}\,E_0\,e^{\tau/\cos\theta_0} - \frac{1}{K}\int_0^\pi\int_0^{2\pi}\mu(\theta,\,\varphi\,;\,\theta',\,\varphi')\,\Phi(\tau\,;\,\theta',\,\varphi')\sin\theta'\,d\theta'\,d\varphi',$$

où $\tau = KH$ est la profondeur optique et E_0 est l'éclairement produit par le soleil sur un plan perpendiculaire à sa direction $(\theta_0,\,\varphi_0)$; l'équation est complétée par les conditions aux limites

$$\begin{cases} \Phi(0,\,\pi/2 < \theta < \pi) = \text{luminance du ciel en surface,} \\ \Phi \text{ reste fini quand } \tau \to \infty. \end{cases}$$

Nous avons essayé de résoudre cette équation par la méthode d'approximation de Chandrasekhar, en utilisant une indicatrice de diffusion, c'est-à-dire une fonction $\mu(\Theta)$, représentée par une somme de poly-

nômes de Legendre et voisine de l'indicatrice des grosses particules à forte diffusion vers l'avant [1], [2]. Cette fonction étant choisie, il ne reste comme paramètre que le rapport $\varpi_0 = k/K$ et le calcul donne, pour une série de directions, la luminance Φ en fonction de τ.

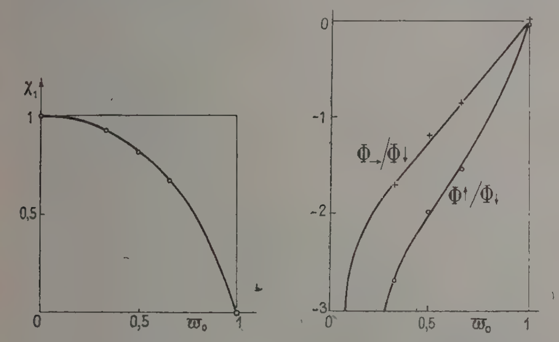


Fig. 1. — Variations de χ_1, de log ($\Phi\uparrow/\Phi\downarrow$) et de log ($\Phi\rightarrow/\Phi\downarrow$) en fonction du paramètre ϖ_0 (calcul théorique).

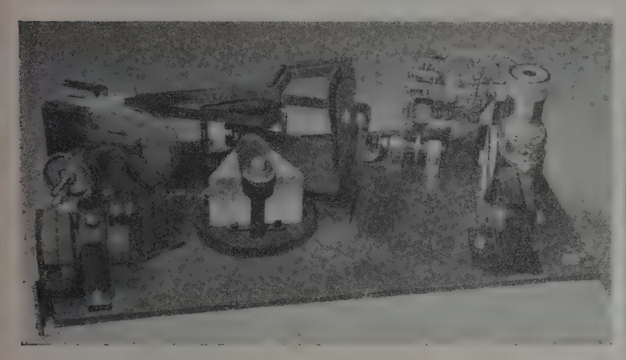
Quand la profondeur optique augmente, il tend à s'établir un état d'équilibre où la répartition spatiale de luminance est constante, indépendante de l'azimut et de la répartition de l'éclairage en surface ; la luminance décroît alors en fonction exponentielle de la profondeur avec un coefficient $\chi_1 K \leqslant K$. Il est facile de calculer χ_1, ainsi que les rapports de luminance dans deux directions à l'équilibre, par exemple $\Phi\uparrow/\Phi\downarrow$ et $\Phi\rightarrow/\Phi\downarrow$, en fonction du paramètre ϖ_0 (*fig.* 1).

Etude expérimentale. — Nous avons fait quelques mesures en mer de la répartition de luminance et de son extinction à partir de la surface, pour la région ultraviolette du spectre [3], [4].

L'appareil est un petit spectrographe à miroirs et prisme de quartz enfermé dans une boîte étanche ; les spectres sont photographiés sur du film de 35 mm, avec une pose constante de l'ordre de 2 mn, le diaphragme étant choisi pour avoir un noircissement bien mesurable. La commande d'ouverture de l'appareil photographique et celle de changement des diaphragmes sont faites électriquement (*fig.* 2).

Les mesures ont été faites l'été, en Méditerranée, généralement par temps clair et mer calme ; elles ont porté sur la luminance (dans un angle de quelques degrés) du rayonnement se propageant verticalement de haut en bas $\Phi\downarrow$ jusqu'à 50 m de profondeur, sur le rayonnement à la verticale de bas en haut $\Phi\uparrow$ et sur le rayonnement à l'horizontale $\Phi\rightarrow$ jusqu'à 30 m. Les résultats étaient étudiés sur les graphiques (log Φ-H) ; après les perturbations de surface, importantes surtout pour $\Phi\rightarrow$ qui présente un maximum vers 5 m, les points s'alignent correctement sur des droites sensiblement parallèles pour les trois directions étudiées ; ceci correspond à une extinction exponentielle avec un coefficient donné par la pente de la droite et qui est très voisin pour les diverses directions; ce résultat est en accord raisonnable avec la théorie, surtout si l'on considère que les mesures ont été faites à des profondeurs où l'équilibre n'est pas encore parfaitement atteint.

Le coefficient d'extinction varie suivant les jours d'une façon appréciable et plus ou moins neutre dans le spectre. La moyenne de 13 mesures portant sur $\Phi\downarrow$, convertie en transmission par mètre, est donnée dans le tableau I.





a b

Fig. 2. — Plate-forme intérieure de l'appareil : *a*) vue de dess us (spectrographe) ; *b*) vue de dessous (commandes électriques).

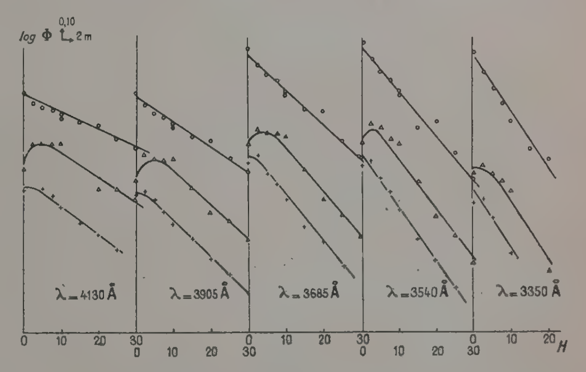


Fig. 3. — Exemple de graphiques log Φ, H (mesures) : o $\Phi\downarrow$; Δ $\Phi\rightarrow$; + $\Phi\uparrow$.

Les rapports $\Phi\uparrow/\Phi\downarrow$ et $\Phi\rightarrow/\Phi\downarrow$, comme nous l'avons dit, restent sensiblement constants au-dessous d'une dizaine de mètres ; ils diminuent vers les courtes longueurs d'onde et présentent suivant les jours des

différences énormes sans corrélations évidentes ni avec la variation du coefficient d'extinction, ni avec la hauteur du soleil ou l'état de la mer ; ce résultat n'est pas étonnant d'après la théorie qui prévoit de très rapides variations de $\Phi\uparrow/\Phi\downarrow$ et $\Phi\rightarrow/\Phi\downarrow$ pour de faibles variations du paramètre ϖ_0. La moyenne de nos résultats, portant sur 7 mesures, est donnée dans le tableau I. Par contre, il est intéressant de noter que le rapport $\Phi\uparrow/\Phi\rightarrow$ reste sensiblement constant tous les jours et dans tout le spectre ($\Phi\uparrow/\Phi\rightarrow \simeq 18\ \%$), résultat également conforme aux prévisions théoriques.

TABLEAU I. — *Résultats moyens.*

λÅ	4 000	3 800	3 600	3 400	3 200
t % (par m)	93	90	88	84	80
$\Phi\uparrow/\Phi\downarrow$ %	3	2	1,5	1	< 1
$\Phi\rightarrow/\Phi\downarrow$ %	16	11	8	4,5	2

Des valeurs des rapports $\Phi\uparrow/\Phi\downarrow$ et $\Phi\rightarrow/\Phi\downarrow$, on peut déduire celles de ϖ_0, puis de χ_1 et, avec les valeurs du coefficient d'extinction $\chi_1 K$, obtenir les coefficients d'absorption totale, d'absorption propre et d'absorption par diffusion de l'eau de mer ; il serait évidemment extrêmement intéressant de comparer ces résultats à des mesures directes des coefficients.

[1] LENOBLE (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 567.
[2] LENOBLE (J.), *Rev. Opt.*, 1956, **35**, 1.
[3] LENOBLE (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 1074.
[4] LENOBLE (J.), *Ann. Géophys.*, 1956, **12**, 16.

SECTION SUD-OUEST
(*Bordeaux*)

SÉANCE DU 15 DÉCEMBRE 1955

(*) 1. — Intérêt d'une alimentation à 50 Hz des lampes-phares ;

par M. J. BRETON.

Plusieurs émetteurs à lampe-phare fonctionnent actuellement au Laboratoire de M. Servant. Ils sont alimentés en haute tension continue par un dispositif classique (valve et filtres *RC* ou *LC*).

Les mesures des courants de haute fréquence reçus sont effectuées à l'aide de galvanomètres ou millivoltmètres, après détection par un cristal approprié.

Ce procédé est utilisable aussi longtemps que le signal émis par l'oscillateur ne subit pas une forte atténuation au cours de son trajet vers le récepteur.

Par contre, si l'on réalise par exemple des extinctions polarimétriques, l'énergie reçue devient assez faible pour rendre les mesures délicates.

On peut alors penser à moduler l'onde émise afin d'utiliser une amplification à la réception.

Au lieu de superposer simplement une tension de modulation à la haute tension continue de la lampe-phare, il nous a paru intéressant d'utiliser une haute tension anodique discontinue, de manière à réaliser en même temps l'alimentation et la modulation.

J'ai donc utilisé le dispositif très simple suivant : un transformateur — de type normal — fournit, après redressement d'une seule alternance par une valve 5Y3-GB, des « impulsions » en demi-sinusoïde d'une tension de crête de 1 000 V (ce qui donne une tension moyenne de 330 V environ).

Ces impulsions sont directement appliquées à l'anode de la lampe-phare (à travers une résistance de protection de 1 000 Ω).

On constate alors que la lampe-phare peut fonctionner correctement avec un débit anodique moyen d'environ 35 mA.

Si toutefois le niveau à la réception est trop faible, on peut intercaler un amplificateur entre le doublet récepteur et l'appareil de mesure.

L'auteur présente une expérience :

depuis le Laboratoire de Spectropolarimétrie, une onde de 30 cm modulée est émise par un doublet émetteur ; dans la salle de conférences, on a disposé un doublet récepteur avec son détecteur au Si-W ; on reçoit sur l'amplificateur d'un oscilloscope cathodique et l'on montre, en tournant le doublet récepteur, que l'onde reçue, encore polarisée, peut être éteinte (*fig.* 1 et 2).

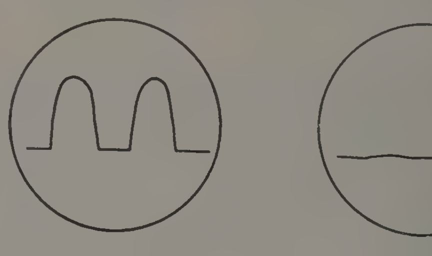


FIG. 1. — A∥P. FIG. 2. — A⊥P.

(*) 2. — Atténuateur variable pour guide d'onde circulaire dans la bande des 2 000 MHz ;

par M. P. LOUDETTE.

En vue de compléter le « polarimètre hertzien » que j'ai réalisé au Laboratoire de Spectropolarimétrie de M. Servant et que j'ai déjà eu l'occasion de décrire [1], j'ai été amené à mettre au point un atténuateur variable pour guide d'onde circulaire dans la bande des 2 000 MHz.

Cet atténuateur doit permettre de diminuer à volonté la puissance transmise et d'éviter le couplage entre l'antenne et les obstacles disposés dans le guide pour y être étudiés. Mais cette atténuation ne doit se faire qu'en respectant rigoureusement la polarisation rectiligne de l'onde transmise. Seul un atténuateur tournant permet d'atteindre ce résultat, en combinant les effets dissipatifs observés dans les diélectriques absorbants et des phénomènes d'ordre strictement polarimétrique analogues à ceux que l'on utilise en optique dans les systèmes absorbants à nicols tournants.

De tels atténuateurs peuvent d'ailleurs être étalonnés avec une très grande précision et servir avantageusement d'appareils calibrés, même en guide rectangulaire en utilisant des jonctions appropriées.

Le principe des atténuateurs tournants est classique [2] et une réalisation perfectionnée en a été décrite récemment par M. A. Charru [3]. Le dispositif que j'ai mis au point est sensiblement plus simple que les systèmes classiques et d'une réalisation mécanique plus aisée.

PRINCIPE DE L'ATTÉNUATEUR. — L'atténuateur comprend essentiellement :

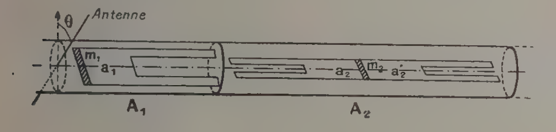


FIG. 1.

a) *un élément mobile* A_1 situé du côté de l'antenne et constitué par une bande métallique m_1 associée, dans le plan diamétral du guide, à un élément absorbant a_1. Cet élément est une lame de bakélite graphitée terminée par des créneaux en $\lambda_g/4$ pour éviter les réflexions par l'extrémité de la lame ; l'antenne émettrice est solidaire de cet élément mobile et est constituée par une tige diamétrale perpendiculaire au plan de la lame composite m_1a_1 ; elle tourne donc en même temps que cette lame ;

b) *un élément fixe* A_2 constitué par l'ensemble de deux bandes de bakélite graphitée a_2, a'_2 séparées par une lame métalique m_2 ; c'est cet élément qui impose la polarisation de l'onde dont le vecteur électrique est perpendiculaire au plan du système absorbant fixé.

A l'émission, le guide transmet une onde d'amplitude $E \cos\theta$ si l'amplitude de l'onde sans atténuation est E et si les éléments absorbants A_1 et A_2 font entre eux l'angle θ. La composante $E \sin\theta$ est absorbée par la bande a_2. On peut donc en modifiant l'angle θ donner à l'onde transmise n'importe quelle amplitude (de E à 0) sans changer sa polarisation.

Si une onde réfléchie par un obstacle revient vers l'antenne avec une orientation quelconque, les éléments a'_2 et a_1 absorbent la plus grande partie de cette onde dont le résidu, redressé par a_1, est restitué parallèlement à la direction de l'antenne et ne peut donc perturber la polarisation de l'émission.

RÉSULTATS OBTENUS. — On vérifie tout d'abord que la polarisation de l'onde transmise est parfaite quelle que soit la position du système antenne-atténuateur.

Un étalonnage approximatif peut être réalisé en mesurant les courants débités par un détecteur à cristal placé dans une sonde latérale pouvant tourner sur la paroi du guide. La réponse du détecteur est pratiquement quadratique, comme on peut le vérifier en étudiant les variations du courant en fonction de la position de la sonde (le champ varie comme le cosinus de l'angle d'inclinaison et on constate que le courant varie comme le carré du cosinus du même angle). Aussi le courant fourni par le détecteur doit-il être proportionnel à $\cos^2\theta$ lorsque l'atténuateur tourne d'un angle θ à partir de la position d'atténuation nulle, puisque le champ électrique est de la forme $E \cos\theta$.

La courbe effectivement obtenue en étudiant I/I_M en fonction de $\cos^2\theta$ est voisine de la droite $I/I_M = \cos^2\theta$ (*fig.* 2).

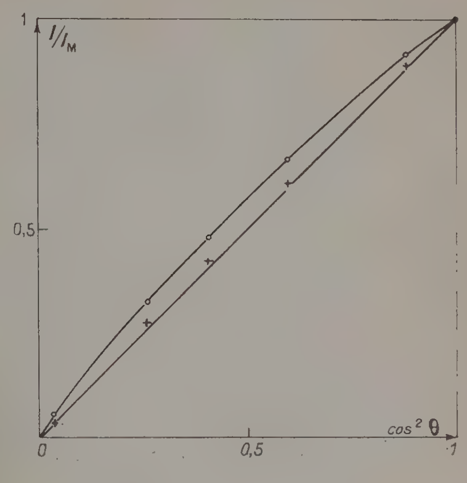


FIG. 2.

Sur cette figure les points croisés correspondent aux variations du courant fourni par le détecteur lorsque la sonde tourne autour de l'axe du guide de l'angle θ sans modifier la position de l'atténuateur.

On peut enfin avoir une idée de l'atténuation en étudiant les variations de $10 \log(I_M/I)$ en fonction de θ (l'atténuation est évidemment exprimée en décibels). On peut remarquer qu'avec ce système, pour θ = 90°, on réalise une atténuation infinie mais, à partir de 85° environ, la croissance de l'atténuation est trop rapide pour qu'il soit possible de la contrôler avec précision. L'appareil ne peut alors servir qu'à diminuer à volonté la puissance envoyée dans le guide.

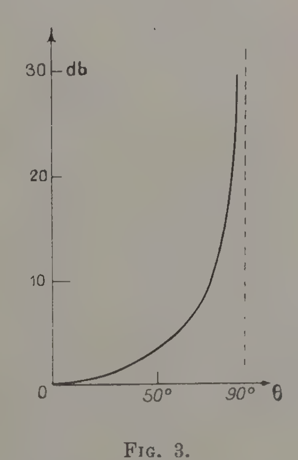


FIG. 3.

Par contre, jusqu'aux environs de 85°, il est possible de réaliser avec précision une atténuation variable pouvant atteindre 25 db (*fig.* 3), tout en conservant pour l'onde émise une polarisation parfaite.

[1] Loudette (P.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 99 S.
[2] Southworth (G. C.), Principles and applications of waveguide transmission, van Nostrand, New York, 1950, p. 375.
[3] Charru (A.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 96 S.

SÉANCE DU 19 JANVIER 1956

(*) 1. — La molécule d'eau dans le cristal de lithine monohydraté ;

par Mlle H. Rabaud,
Laboratoire de Minéralogie
de la Faculté des Sciences de Bordeaux.

Introduction. — La structure cristalline de LiOH, H_2O a été déterminée par Raymond Pepinsky en 1939. La maille est monoclinique et ses dimensions sont :

$$a = 7{,}37 \text{ Å}, \quad b = 8{,}26 \text{ Å}, \quad c = 3{,}19 \text{ Å}.$$

Elle appartient au groupe holoèdre, C^3_{2h}-C 2/m, et contient quatre molécules par maille. Nous avons repris cette structure dans le but d'en préciser les détails et de localiser les atomes d'hydrogène.

Partie expérimentale et méthode de raffinement. — Le rétigraphe nous a permis d'obtenir des mesures plus précises des intensités des taches que la chambre de Weissemberg utilisée par Pepinsky. De plus nous avons utilisé le rayonnement Kα du molybdène au lieu du cuivre qui nous a donné une absorption négligeable et un plus grand nombre de taches.

Les intensités des taches ont été mesurées par comparaison directe à une échelle d'intensité spéciale.

Nous avons pu affiner au maximum la projection de la structure sur le plan perpendiculaire à la rangée [001] grâce à la méthode des fonctions différences de Cochran.

La fonction différence est définie par

$$\rho_o - \rho_c = \frac{1}{S} \Sigma_h \Sigma_k [(F'_o(hk0) - F'_c(hk0)] \cos 2\pi(hx + hy) ;$$

S représente la surface de la maille sur la projection considérée ; les termes $F'_o(hk0)$ sont les facteurs de structure « observés », obtenus par la mesure des intensités des taches $hk0$, corrigés de l'extinction secondaire ; les termes $F'_c(hk0)$ sont les facteurs de structure « calculés » obtenus à partir des contributions de chaque atome en tenant compte de leur position dans la maille et de leur agitation thermique ; ρ_o représente la répartition de la densité électronique « observée » ; ρ_c représente la répartition de la densité électronique « calculée ».

Pour faire les calculs nous avons employé le photosommateur de G. von Eller qui permet d'obtenir rapidement les fonctions différences, d'où possibilité de les multiplier, alors que les autres procédés de calculs sont longs et coûteux.

Le facteur de reliabilité

$$R = \frac{\Sigma[|F_o(hk0)| - |F_c(hk0)|]}{\Sigma|F_c(hk0)|}$$

qui était de 0,18 au départ a été réduit à 0,074.

Résultats. Description de la structure. — Nous avons retrouvé à très peu près les positions atomiques et les distances interatomiques publiées par Pepinsky. Seul l'oxygène de la molécule d'eau a été déplacé de façon appréciable :

Paramètres de O(OH), $O(H_2O)$, Li.

	Pepinsky	Nouvelles valeurs
Li	0,350	0,348
O(OH)	0,286	0,285
$O(H_2O)$	0,211	0,207

Distances interatomiques en Å.

Distances	Pepinsky	Nouvelles valeurs
O_1-O_2	2,99	2,99
O_1-O'_3	3,34	3,36
O_1-O'_4	3,24	3,27
O_1-Li_1	1,95	1,95
O_1-O'_1	2,68	2,66

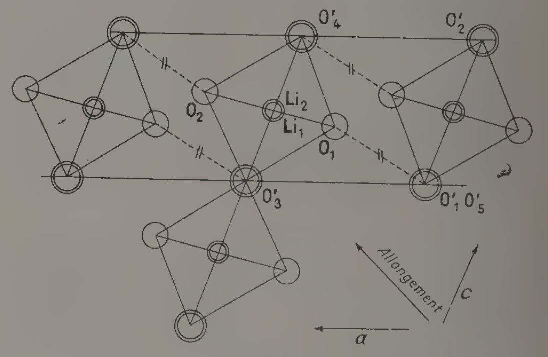


Fig. 1.

La figure 1 représente la projection de la structure sur le plan de symétrie [010] monoclinique. Les projections des atomes O' et Li correspondent à deux atomes symétriques par rapport à ce plan. Nous les avons représentés par un cercle double. Les cercles simples représentent les projections des atomes O. La figure 2 représente la projection sur un plan perpendiculaire à [001].

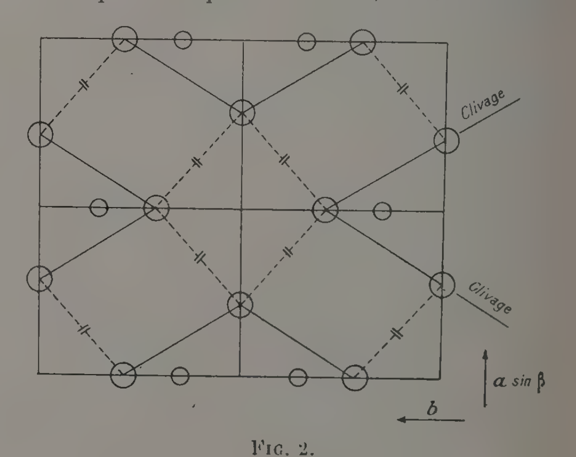


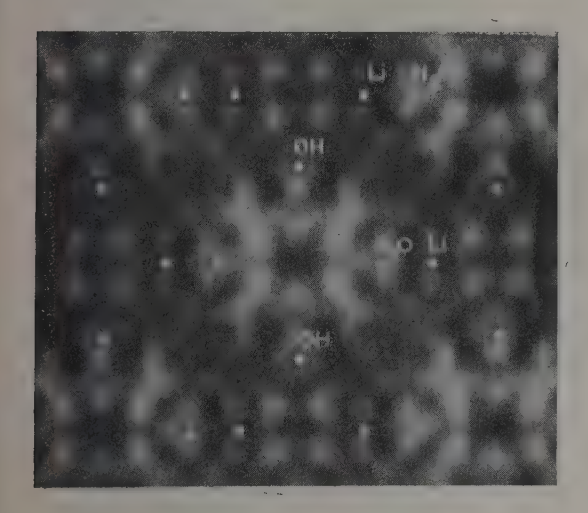
Fig. 2.

Le lithium est à peu près au centre d'un tétraèdre irrégulier formé par quatre atomes d'oxygène. Deux tétraèdres de LiO_4 voisins ont une arête commune dans le plan de symétrie et les groupes Li_2O_6 ainsi formés sont soudés par les sommets des tétraèdres en chaînes illimitées dans la direction Oz.

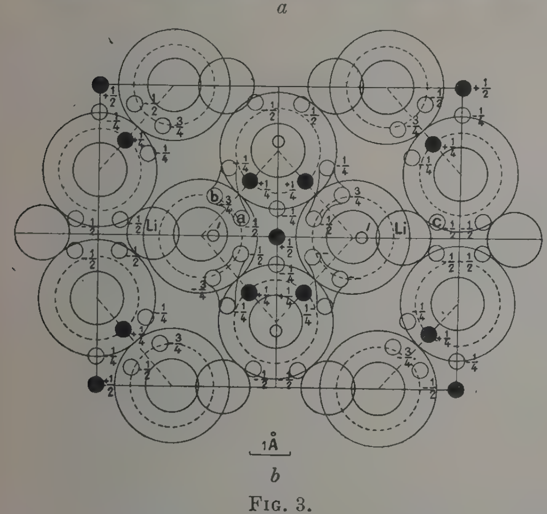
Pepinsky supposait que les atomes O′ étaient les oxygènes de la molécule d'eau et que les liaisons O′-O = 2,66 Å étaient des liaisons entre hydrogènes.

Nous avons essayé de vérifier cette hypothèse par un raffinement plus poussé de la structure en densité électronique.

Raffinement. — Une fonction différence normale devrait être sensiblement nulle partout lorsqu'on est arrivé à ajuster les positions des atomes et leur agitation thermique, et si les corrections diverses ont été suffisamment précises.



a



b

Fig. 3.

La dernière fonction différence (*fig.* 3) présente encore des accumulations de « densité » positives (en blanc) ou négatives (en noir) de faibles valeurs, les plus fortes ne dépassant pas l'équivalent de 1/2 électron d'hydrogène (1/2 de la fonction de densité électronique de l'atome d'hydrogène). Ces anomalies proviennent pour une part des erreurs d'observation sur les facteurs de structure $F(hk0)_{obs}$. Mais l'erreur relative moyenne sur l'intensité des taches étant de l'ordre de 5 %, les anomalies de densité qui en résultent peuvent être estimées comme au plus égales à environ 1/4 d'électron d'hydrogène. Si on ne considère, sur la fonction différence, que les anomalies qui dépassent cette valeur il n'en reste que deux : la première, localisée sur les liaisons OH_2-OH (= 2,66 Å) a la forme d'une barette perpendiculaire à la liaison O-O. Nous l'avons décomposée en deux amas électroniques équivalant chacun à un demi électron d'hydrogène (un troisième amas de 1/4 d'électron donne à la barrette une forme de Y, mais n'a pas été pris en considération). Cette localisation permet de réduire le facteur de reliabilité R de la valeur 0,074 à la valeur 0,060. Nous pouvons interpréter la forme en barrette des deux électrons d'hydrogène qui jouxtent l'atome d'oxygène ($U_y = 0,207$ Å), par l'hypothèse d'une oscillation thermique de la molécule d'eau. L'amplitude de cette oscillation serait de ± 20° environ. Dans cette hypothèse, les dimensions et la forme de la molécule d'eau seraient à peu près conservées : distance O-H = 1 Å, angle H-O-H = 100° ; la liaison HO-H-OH (2,66 Å) se montrerait trop faible pour maîtriser entièrement l'énergie de rotation de la molécule d'eau.

La deuxième anomalie, équivalant à 1/2 électron d'hydrogène, se trouve dans l'atmosphère électronique de l'ion OH^- et à une distance de 1,2 Å du centre de l'oxygène. Le voisinage de Li^+ ne permet pas de penser à une localisation en ces points de l'atome H de OH^-. Nous pensons plutôt à une localisation électronique due au caractère covalent de la liaison ionique Li^+-OH^-.

L'hydrogène de l'ion OH^- n'a pu être localisé sur cette projection. Il pourra peut-être apparaître sur une autre projection dont l'étude est en cours.

(*) 2. — Polymorphisme du paradichlorobenzène et structure de sa forme triclinique ;

par M. J. Housty,

Laboratoire de Minéralogie
de la Faculté des Sciences de Bordeaux.

Introduction. — Nous nous sommes proposé d'« affiner » la structure du paradichlorobenzène monoclinique α publiée par Bezzi, Croatto et Bua [1], afin de préciser et d'expliquer quelques anomalies vues par ces auteurs dans le cycle benzénique et dans la position des chlores par rapport au plan du cycle.

En effet, par la méthode des fonctions différences de Cochran, il nous paraissait possible d'arriver à une valeur beaucoup plus faible du facteur de reliabilité $R = \frac{\Sigma[|F_o| - |F_c|]}{\Sigma|F_o|}$, donc à une plus grande précision de la structure.

Dans les conditions d'obtention des cristaux, par saturation à chaud et refroidissement aux environs de 20 °C, nous avons obtenu la forme triclinique β à l'état métastable.

Rien n'ayant été publié à ce moment-là sur la

forme β nous nous sommes proposé d'en étudier la structure [2].

Tout récemment, Jeaffrey et McVeaght [3] ont mesuré la maille triclinique ; leurs données s'accordent parfaitement avec les nôtres.

Partie expérimentale. — Pour obtenir de bons diagrammes de rayons X, il faut utiliser un cristal en forme d'aiguille et de section polygonale régulière aussi proche que possible du cercle.

Après plusieurs essais nous avons adopté, pour obtenir de tels cristaux, un mélange de benzène, toluène et xylène en parties égales. On sature à chaud, puis on laisse refroidir jusqu'à 20° environ. Il se forme alors des aiguilles fines et longues ; à l'aide d'une pince spéciale on les retire du bain, on les lave dans une lessive de soude à la même température, on les conserve sous eau distillée.

Le cristal est fragile, il se tord sous des pressions même très faibles. L'observation en lumière polarisée montre que l'on a affaire à une « extinction roulante ». Il se volatilise beaucoup trop rapidement pour être manipulé à l'air libre ; il est donc nécessaire de conserver les cristaux dans un tube plein d'eau et scellé aux deux bouts.

Polymorphisme. — A la température de 20° on obtient très facilement dans le même bain, des aiguilles monocliniques et tricliniques (ceci est confirmé par les diagrammes de diffraction des rayons X). De plus, le même cristal peut passer de la forme β à la forme α. Par exemple, un cristal a donné des taches de diffraction correspondant à la forme β. Le même cristal, sous l'action d'un abaissement de température ou d'un léger choc s'est transformé pour donner un autre cliché qui correspond à la variété monoclinique.

Du point de vue optique rien n'est visible, le cristal reste aussi clair et aussi transparent ; pourtant il s'est produit une transformation importante dans le motif cristallin. Il y a eu rotation et basculement d'une molécule entière à l'intérieur du cristal. C'est un exemple relativement simple de transformation polymorphique.

Le problème se pose du point de vue énergétique. Il y a deux structures en équilibre, l'une stable, l'autre métastable ; la position des molécules résulte de l'équilibre des forces qui s'exercent entre les atomes Cl-Cl et entre les atomes C-H ; ces forces sont du type van der Waals et le calcul de leur énergie n'est pas simple.

On peut aborder ce problème énergétique sous l'angle de l'agitation thermique ; l'amplitude et la direction de ces oscillations apportent des précisions sur les énergies mises en jeu.

Dans le paradichlorobenzène triclinique, nous avons constaté une agitation thermique considérable (exceptionnelle même) visible déjà sur la fonction de Patterson. Au cours de notre travail nous avons été amené à évaluer le coefficient de Debye-Waller des différents atomes. Pour le chlore, par exemple, ce coefficient est anisotrope et a pour valeur $B' = 3{,}3$ et $B'' = 7{,}5$ suivant les deux axes parallèle et normal à la ligne des chlores, ce qui correspond aux écarts quadratiques moyens suivants : $\sigma' = 0{,}23$ Å et $\sigma'' = 0{,}30$ Å.

On remarque que l'axe d'anisotropie est dans le sens du basculement de la molécule, qui va faire passer de la structure triclinique à la structure monoclinique. Il serait intéressant de voir comment varie cette anisotropie au voisinage de la température de transformation. (C'est ce que nous nous proposons d'étudier dans un proche avenir.)

Conclusions. — Actuellement le travail d'affinement de la structure [terminé sur la projection ($hk0$) où $R = 0{,}048$ et bien avancé sur la projection ($h0l$) où $R = 0{,}13$] permet de donner les dimensions et les angles de la molécule avec une précision de l'ordre de 0,01 Å (*fig.* 1).

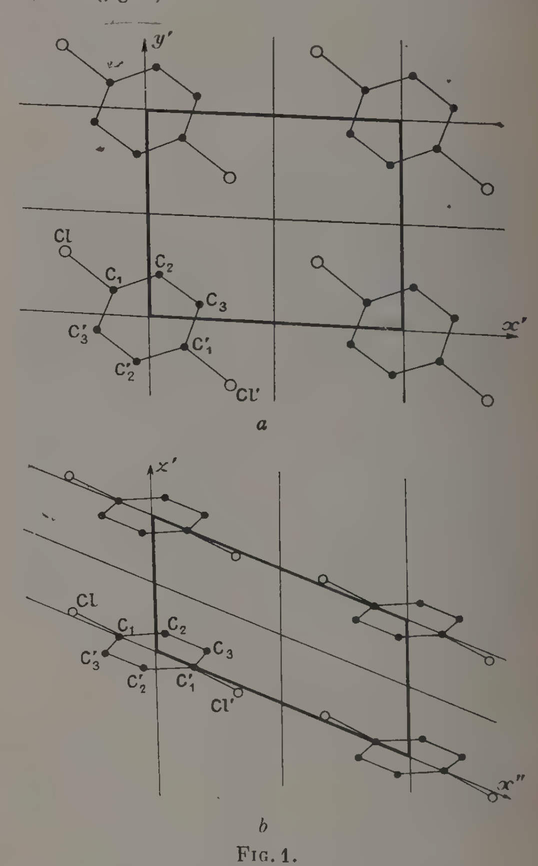


Fig. 1.

Dimensions de la maille triclinique :

$a = 7{,}32$ Å, $\alpha = 93°10'$,
$b = 5{,}95$ Å, $\beta = 113°30'$,
$c = 3{,}98$ Å, $\gamma = 93°30'$.

Dimensions de la molécule :

$Cl\text{-}C_1 = 1{,}82$ Å, $C_1\text{-}C_2 = 1{,}31$ Å,
$C_2\text{-}C_3 = 1{,}44$ Å, $C_3\text{-}C'_1 = 1{,}30$ Å.

Angles de la molécule :

$\widehat{Cl\text{-}C_1\text{-}C_2} = 118°55'$, $\widehat{Cl\text{-}C_1\text{-}C'_3} = 117°10'$,
$\widehat{C'_3\text{-}C_1\text{-}C_2} = 123°45'$,
$\widehat{C_1\text{-}C_2\text{-}C_3} = 119°10'$, $\widehat{C_2\text{-}C_3\text{-}C'_1} = 117°10'$.

De plus, nous avons calculé l'angle $\widehat{Cl\text{-}C_1\text{-}C_1'}$ que nous avons trouvé égal à 175°15′. La liaison Cl-C_1 fait donc un angle de 4°45′ avec le plan du cycle. Cette déformation de la molécule semble avoir été entrevue par Croatto dans la variété monoclinique.

Position des atomes :

	Cl	C_1	C_2	C_3
x/a	0,669	0,859	0,047	0,200
y/b	0,304	0,133	0,213	0,070
z/c	0,036	0,000	0,160	0,160

[1] Bezzi (S.), Croatto (U.) et Buá (E.), *Acta Cryst.*, 1952, **5**, 825.
[2] Clastre (J.) et Housty (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 267.
[3] Jeffrey (G. A.) et McVeaght (W. J.), *J. Chem. Phys.*, 1955, **23**, 1165.

SÉANCE DU 16 FÉVRIER 1956

1. — Conductibilité en courant continu des isolants liquides, dans le cas d'électrodes recouvertes d'une faible couche d'isolant solide. Comparaison à la conductibilité habituelle des isolants liquides et solides ;

par M. R. Guizonnier.

Un compte rendu détaillé sera publié ultérieurement.

(*) 2. — Étude des charges électriques prises par des gouttes de divers liquides sortant d'un ajutage ;

par M. J. Fleury.

On a envisagé successivement l'écoulement de liquides conducteurs, puis de liquides isolants, avec divers systèmes producteurs de gouttes.

I. Gouttes s'écoulant d'une burette graduée isolée. — On remplit d'eau une burette graduée en verre, tenue par un support isolé ; les gouttes tombent dans un récipient isolé, relié à l'aiguille d'un électromètre. On constate que l'électromètre dévie au fur et à mesure de l'écoulement, indiquant une charge positive croissante, de l'ordre de 2×10^{-11} C pour 10 cm³. Pour un faible volume d'eau écoulé, la quantité d'électricité paraît proportionnelle au volume recueilli. Cependant, si l'on recommence plusieurs fois la même expérience, on constate que, pour le même volume d'eau, la charge devient de plus en plus faible (*fig.* 1, courbes I, II, III, IV, V obtenues successivement).

Si l'on raccorde au bas de la burette un tube métallique de quelques centimètres de longueur, la décroissance des charges est beaucoup plus rapide et se manifeste nettement au cours du même écoulement des 25 cm³ d'eau contenus dans la burette, donnant pour la charge totale q en fonction du volume x une courbe nettement exponentielle. Parfois, les charges recueillies sont négatives, mais varient encore suivant la même loi.

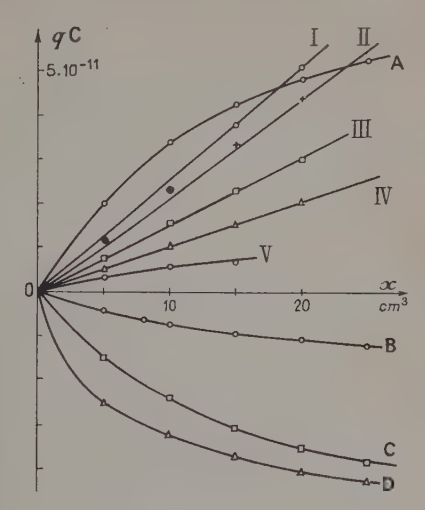


Fig. 1. — Eau coulant d'une burette isolée.

Interprétation. — 1° *Burette à tube métallique.* Le cas de la burette à tube métallique rappelle celui d'un égaliseur de potentiel à écoulement qui mesurerait, au point où se forment les gouttes, le potentiel dû au champ électrique créé par les objets situés au voisinage. Les gouttes se chargent d'autant moins que le potentiel du liquide est plus voisin de celui qui existerait normalement à l'extrémité de la pipette. La théorie des égaliseurs de potentiel montre que la charge q est de la forme

$$q = AV_0(1 - e^{-\mu x}),$$

les constantes A et μ étant essentiellement positives ; quant à V_0, il représente la différence entre le potentiel initial du liquide et le potentiel d'équilibre, sa grandeur et son signe dépendent donc des conditions expérimentales. La forme des courbes A, B, C, D est bien en accord avec les prévisions théoriques.

Une telle expérience doit donc permettre de mesurer, au point où se forment les gouttes, le potentiel dû aux objets voisins. Afin de déterminer ce potentiel, j'ai réuni directement à l'appareil de mesure le tube métallique terminant la burette : on mesure alors le potentiel du récipient, dont la variation est opposée à celle des charges recueillies précédemment. L'écoulement des 25 cm³ de la burette n'est pas suffisant pour atteindre la limite, asymptote de l'exponentielle ; on peut cependant avoir approximativement la position de cette asymptote en considérant tout un faisceau de ces courbes obtenues avec le même dispositif mais pour des valeurs différentes de V_0 dues au fait que l'eau et la burette étaient initialement plus ou moins chargées (*fig.* 2). On en déduit le potentiel au point où se forment les gouttes, qui, d'après la figure 2, vaut environ — 0,95 V par rapport au sol.

2° *Burette de verre seule.* Il est certain que la burette seule n'est pas un bon égaliseur de potentiel ; d'autre part, l'eau contenue dans du verre tend toujours à se

charger positivement. Tout ceci contribue certainement à donner le signe de l'électrisation des gouttes. Pour ce qui est de la lente décroissance des charges

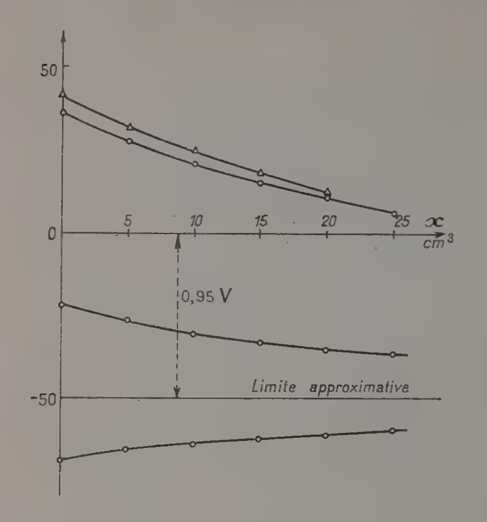


Fig. 2. — En ordonnée, indication de l'électromètre.

(courbes I à V, *fig.* 1), elle s'explique par le fait que la burette est un très mauvais égaliseur de potentiel, la surface extérieure du verre ne perdant que peu à peu, au cours des écoulements successifs, son électrisation initiale.

Remarquons que je n'ai pas tenu compte, dans les mesures précédentes, de l'influence des différences de potentiel de contact, qui sera envisagée ultérieurement.

II. Gouttes tombant d'un ajutage réuni au sol. — Même lorsque l'eau coule directement du robinet de la canalisation, on peut obtenir des gouttes électrisées. Il faut d'ailleurs qu'il s'agisse de gouttes séparées ; dès qu'il se forme un filet liquide, le récipient où est recueillie l'eau et l'appareil de mesure se trouvent réunis au sol par son intermédiaire, et il n'y a plus de déviation. L'origine de l'électrisation est encore l'influence électrostatique des objets voisins, en particulier le récipient où tombent les gouttes. Si un blindage suffisant n'existe pas entre ce récipient et l'ajutage du robinet, les charges recueillies par unité de volume diminuent peu à peu, le champ créé par les charges déjà recueillies étant opposé au champ électrostatique initial.

Dans d'autres expériences, le liquide vient de la burette, mais les gouttes se forment à l'extrémité d'un tube métallique réuni au sol. On décèle encore des charges assez faibles, dont la modification quand on interpose un écran réuni au sol montre qu'elles sont dues à une influence électrostatique des objets voisins.

Il semble donc qu'on pourrait obtenir des gouttes non chargées en entourant la pipette métallique réunie au sol d'un cylindre de Faraday également mis au sol. Cependant, l'expérience montre que les gouttes sont encore chargées, ce qui provient des différences de potentiel de contact et de l'effet Volta. Expériences et interprétation seront publiées ultérieurement.

III. Écoulement d'un liquide refoulé sous pression a travers un orifice étroit ou un filtre. — Une bouteille d'air comprimé munie d'un manodétendeur permet de refouler le liquide contenu dans un récipient et qui s'écoule goutte à goutte à travers un orifice très étroit ou un corps poreux (papier filtre ou papier d'aluminium tassés dans un tube métallique réuni au sol).

Le liquide qui s'écoule est, cette fois, beaucoup plus électrisé, quelques centaines de fois plus que dans les cas précédents, et on peut mesurer la charge de chaque goutte. En réalité, cette forte charge ne se produit que pour les bons isolants : benzène, tétrachlorure de carbone, huiles minérales, essence de pétrole. Les liquides conducteurs, même faiblement, comme l'eau, l'alcool absolu, etc., ne se chargent pratiquement pas ; sans doute prendraient-ils la même charge qu'en l'absence de pression, mais la quantité d'électricité par goutte est alors trop faible pour être mesurée.

Au point de vue du signe de l'électrisation, le benzène et l'huile isolante « transformer 40 » se chargent positivement, le tétrachlorure de carbone, l'essence minérale et l'huile de vaseline se chargent négativement. Sur la grandeur des charges, deux facteurs agissent nettement : la pression et la quantité de liquide déjà écoulée.

1° *Influence de la pression.* Si l'on représente sur un graphique la charge par goutte en fonction de la

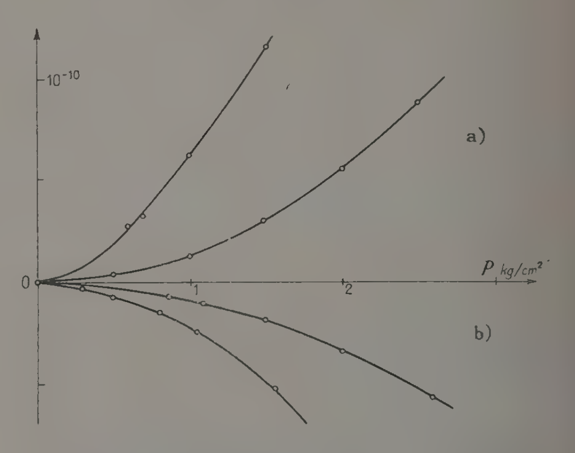


Fig. 3. — a) Huile T40 ; b) huile de vaseline ; en ordonnée, charge pour 10 gouttes en coulomb.

pression qui produit l'écoulement, on obtient des courbes d'allure parabolique (*fig.* 3). Il semble que la charge puisse être représentée par la formule

$$q = ap^n.$$

Dans le cas des huiles employées et des surpressions utilisées qui vont de 0 à 3 kg/cm², on trouve $n \simeq 1{,}7$.

2° *Influence de la quantité de liquide déjà écoulée.* Si on laisse la pression fixe, la charge des gouttes diminue de plus en plus au fur et à mesure de l'écoulement, et les gouttes finissent par ne plus se charger. Pour obtenir à nouveau les fortes charges du début, il faut reprendre un filtre neuf. Cet effet de saturation

avait déjà été remarqué par L. Bruninghaus [1] qui parlait d' « empoisonnement » du filtre par le passage d'hydrocarbures. Les courbes de décroissance, qui sont assez régulières, ont l'allure d'exponentielles à coefficient négatif, ou encore d'arcs d'hyperboles, les mesures faites ne permettant pas de trancher avec certitude sur ce point.

Quant à la nature du phénomène auquel est due cette saturation, on peut penser à une accumulation progressive de particules chargées autour des fragments solides sur lesquels se produit le frottement. J'ai d'ailleurs souvent remarqué que la dernière goutte obtenue en fin d'écoulement était beaucoup plus chargée que les précédentes ; mais la surface intérieure des canaux du corps poreux reste certainement recouverte d'une mince pellicule de liquide chargé, qui produit l' « empoisonnement » persistant signalé par Bruninghaus et qu'il attribuait, d'ailleurs, à une autre cause.

Conclusion. — L'électrisation des gouttes peut avoir plusieurs causes : pour les liquides suffisamment conducteurs, électrisation généralement assez faible par influence électrostatique des objets situés au voisinage, ou par effet Volta ; pour les liquides isolants refoulés sous pression, électrisation beaucoup plus forte due au frottement.

[1] Bruninghaus (L.), *J. Physique Rad.*, 1930, **1**, 11.

SÉANCE DU 15 MARS 1956

(*) 1. — Étude en espace libre d'un effet Cotton hertzien, dans la bande des 1 000 MHz, à l'aide d'aériens hélicoïdaux ;

par MM. P. Loudette, J. Breton et A. Charru.

L'effet Cotton hertzien, dont l'étude systématique se poursuit au laboratoire de Spectropolarimétrie, apparaît comme une modification de l'état de polarisation d'une onde électromagnétique, modification qui présente une analogie remarquable avec les anomalies de dispersion rotatoire.

Cet effet se manifeste lorsqu'un élément dissymétrique est introduit dans le champ de propagation de l'onde et plusieurs exemples en ont déjà été donnés [1]. Mais il restait à montrer que l'effet obtenu pouvait s'observer aussi à l'air libre, à condition de maintenir toutefois entre les deux résonateurs disposés dissymétriquement l'un par rapport à l'autre, un couplage suffisant.

Aussi, avons nous séparé complètement les éléments (antenne, modèle, récepteur) en opérant en espace libre. Et pour ne pas être génés par les perturbations que le moindre obstacle apporte à la propagation des ondes décimétriques, nous avons opéré en plein air, en éloignant le plus possible du modèle le dispositif émetteur et le dispositif récepteur. Nous avons, dans ce but, utilisé la technique des antennes hélicoïdales, étudiée et mise au point par l'un d'entre nous [2], afin de bénéficier du gain considérable de ces aériens, lorsqu'ils fonctionnent en « mode axial ».

Dispositif expérimental. — 1° *L'émetteur* est un oscillateur à deux cavités accordables et tube à disques scellés (lampe phare 2C40) permettant de balayer une très large bande de fréquence autour de 1 000 MHz.

2° *Les antennes* sont constituées par un gros fil de cuivre (2 mm de diamètre) formant une hélice de longueur totale 60 cm et comportant 9 spires. Chaque hélice a un diamètre de 8,5 cm et un pas de 6,6 cm. L'une des extrémités des hélices est libre, l'autre est raccordée à une prise coaxiale centrée sur un disque réflecteur en laiton de 24 cm de diamètre. Un élément coaxial à piston mobile permet d'adapter les impédances de l'hélice et du câble. Enfin les hélices peuvent tourner d'un angle mesurable autour de leur axe (*fig.* 1).

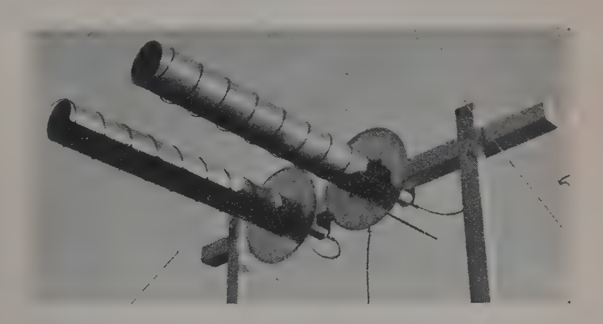


Fig. 1.

Deux sortes d'hélices ont été utilisées, des hélices droites (se vissant à droite) et des hélices gauches.

L'aérien d'émission est constitué par un ensemble de deux hélices (une droite et une gauche) alimentées identiquement, en parallèle, à partir d'une jonction en T. Les vibrations envoyées par chaque hélice sont alors des circulaires de même amplitude mais de signe contraire, et l'onde émise résultante est donc polarisée rectilignement. L'orientation du plan de polarisation est d'ailleurs réglable à volonté en faisant tourner l'une des hélices par rapport à l'autre.

La réception se fait sur un ensemble de deux hélices également de sens contraires. Un cristal détecteur (1N21) fournit, après mélange des énergies captées par chaque hélice, un courant continu que l'on mesure avec un microampèremètre. Ce système constitue un analyseur elliptique [3] donnant facilement la direction du grand axe de l'ellipse reçue (ou de la vibration rectiligne suivant le cas) et le rapport des axes (en tenant compte de la caractéristique de détection du cristal).

3° *Le « modèle actif »* que nous avons utilisé est un ensemble dissymétrique homothétique de celui que nous avions utilisé avec M. Servant, mais cette fois en guide d'onde, pour montrer — par la méthode optique du quart d'onde — que, lorsque l'onde transmise n'est plus polarisée rectilignement, il s'agit bien d'une ellipticité et non d'une dépolarisation [4]. Cet ensemble est constitué par deux tiges de cuivre (de 7 mm de diamètre) de longueurs 120 et 160 mm, enfoncées à angle droit, à 200 mm l'une de l'autre, dans une tige isolante axiale et inclinées respectivement de — 20° et + 10° sur la direction du champ électrique de l'onde incidente (*fig.* 2).

Ce modèle est placé dans un cylindre métallique de 25 cm de diamètre et de 120 cm de longueur, servant à assurer le couplage entre les résonateurs. Ce cylindre est en outre terminé par des cornets d'adaptation qui

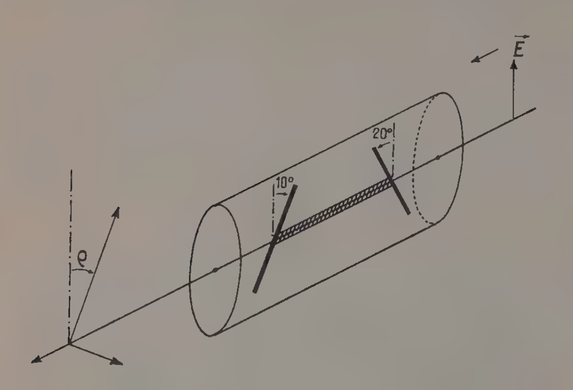


Fig. 2.

évitent les phénomènes stationnaires et permettent d'obtenir des résultats absolument indépendants de la position des éléments les uns par rapport aux autres. La figure 3 donne une vue d'ensemble du dispositif expérimental (côté émission).



Fig. 3.

L'ensemble du dispositif se trouve à 2 m de hauteur et les antennes émettrices sont à 7 m des antennes réceptrices. Les vibrations incidentes sont polarisées verticalement.

Résultats. — Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 4. On y a tracé, en fonction de la longueur d'onde λ, les variations de l'angle ρ que fait la direction du champ électrique de l'onde avec la direction initiale repérée en l'absence de modèle. Dans la région où apparaît l'ellipticité, ρ correspond à la direction du grand axe de l'ellipse (maximum de courant observé à l'analyseur). La courbe de dispersion de ρ présente bien la forme en S de l'effet Cotton, avec une amplitude d'anomalie de près de 38°.

Sur la même figure, sont représentées les variations du rapport du courant minimum i au courant maximum I. Ces variations sont aussi celles de l'ellipticité en fonction de la longueur d'onde. C'est une

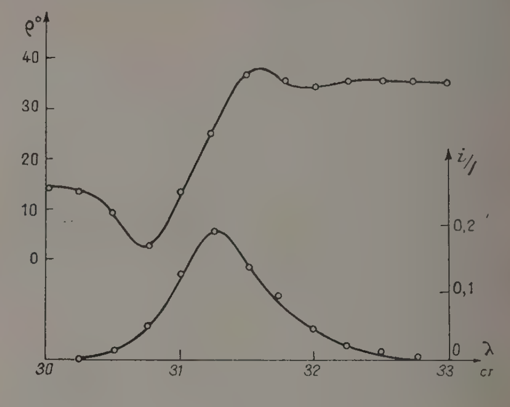


Fig. 4.

courbe passant par un maximum pour la longueur d'onde où la courbe des rotations présente un point d'inflexion (centre de l'anomalie). Le maximum i/I est d'environ 0,2. La caractéristique du détecteur étant quadratique, l'ellipticité maximum vaut donc 0,45.

On voit qu'il s'agit là d'un nouvel exemple d'effet Cotton hertzien obtenu, cette fois, dans la bande des 1 000 MHz, avec un modèle absolument autonome, grâce à l'utilisation d'aériens hélicoïdaux à gain élevé.

[1] Servant (R.) et Loudette (P.), *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 79 S.
[2] Breton (J.), *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 56 S.
[3] Breton (J.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 11 S.
[4] Servant (R.), Loudette (P.) et Charru (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 1978.

(*) 2. — Mesureur de champ magnétique et de gradient de champ dans le plan équatorial d'une bobine ;

par M. A. Charru.

Parmi les nombreux appareils de mesure des champs magnétiques qui ont été décrits, beaucoup ne permettent que des mesures de champs transverses. Ainsi le gaussmètre à sensibilité variable, de MM. Servant et Tsaï [1], constitué par une petite bobine parcourue par un courant connu et tournant autour d'un axe perpendiculaire au champ magnétique à mesurer, est destiné à la mesure des champs (transverses) des électro-aimants. Il m'a paru intéressant de réaliser, au laboratoire de Spectropolarimétrie, un appareil basé sur le même principe mais dont la disposition mécanique permette cette fois la mesure des champs longitudinaux donnés par les solénoïdes et les bobines.

Principe de l'appareil. — Un petit cadre C est fixé à l'extrémité d'une tige pouvant tourner librement, dans

le plan vertical, autour d'un axe horizontal O (*fig.* 1). Le plan du cadre est horizontal. En l'absence de courant dans le cadre la tige est en équilibre stable et horizontale. Soumis à un champ magnétique H et parcouru par un courant I, le cadre tend à tourner autour de O. On équilibre le moment électromagnétique par une surcharge p placée à la distance d de O. On réalise l'équilibre en réglant le courant à une valeur telle que le système revienne à la position initiale d'équilibre.

FIG. 1.

C'est ainsi une méthode de double pesée. La mesure consiste à déterminer avec précision le courant qui circule dans le cadre au moment de l'équilibre.

Conditions d'équilibre. — On montre aisément que, dans le cas où le cadre se trouve dans le plan équatorial horizontal de la bobine, le moment des forces électromagnétiques qui tend à faire tourner le fléau autour de O est

$$\mathfrak{M} = NSI\left[H + \frac{\Delta H}{2a}l\right],$$

où N est le nombre de tours de fil du cadre, S la surface du cadre, I le courant qui circule dans le cadre, H le champ au milieu du cadre, $2a$ la longueur d'un côté du cadre, l la distance de O au milieu du cadre et ΔH la différence des champs aux points A et B.

L'équilibre est obtenu lorsque $dp = \mathfrak{M}$; soit, si on désigne par $\mathcal{H}$ la quantité $\mathcal{H} = H + \frac{\Delta H}{2a}l$, on obtient $I\mathcal{H} = K$. K est une constante de l'appareil que l'on déterminera par comparaison à un appareil de mesure absolue.

Utilisation de l'appareil à la mesure des champs et des gradients de champ. — La quantité $\Delta H/2a$ mesure le gradient dans la direction de l'axe de la bobine. Si on se place en *deux points* P *et* Q *symétriques* par rapport

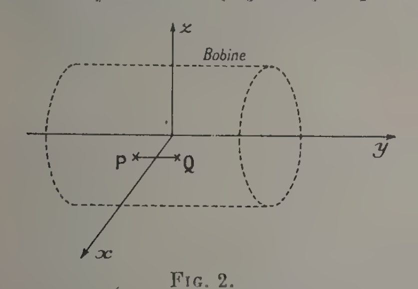


FIG. 2.

au plan médian de la bobine (*fig.* 2), les champs en ces points sont égaux et les gradients de champ sont opposés. On mesure donc

$$\mathcal{H}_P = H + l \text{ grad } H \quad \text{et} \quad \mathcal{H}_Q = H - l \text{ grad } H,$$

d'où

$$H = \frac{\mathcal{H}_P + \mathcal{H}_Q}{2} \quad \text{et grad } H = \frac{\mathcal{H}_P - \mathcal{H}_Q}{2l}.$$

Il est donc facile de déterminer H et grad H. Remarquons que la différence $\mathcal{H}_P - \mathcal{H}_Q$ est égale à $2l$ grad H. Or l est grand. On peut donc apprécier de très faibles gradients.

D'autre part, l'appareil peut être utilisé à la mesure de champs de valeurs très différentes ; en effet, pour avoir toujours la même précision relative on donne à p des valeurs différentes suivant l'intensité du champ à mesurer de sorte que le courant I conserve toujours le même ordre de grandeur.

Réalisation de l'appareil (*fig.* 3). — Le cadre, assujetti à l'extrémité d'un mince tube d'aluminium de 30 cm, est constitué par 100 tours de fil. La tige et le tube sont contenus dans un tube de verre visible sur la photographie. Le système est supporté par deux pointes reposant verticalement sur deux cuvettes d'agate. Les oscillations sont amorties par une palette baignant dans de l'huile de silicone.



FIG. 3.

On repère l'équilibre par la méthode de Poggendorff, le faisceau étant replié 3 fois sur lui-même pour réduire l'encombrement. Le courant est amené au cadre par deux fils contenus dans le tube. Au niveau de l'axe de suspension, les fils sortent du tube et sont prolongés par deux fils d'argent recuit très fins, dont la raideur insignifiante n'introduit aucune perturbation au mouvement du système.

Caractéristiques physiques de l'appareil. — Grâce au système de double pesée, l'appareil fonctionne à sensibilité constante. Le champ magnétique est déterminé avec la même précision que celle avec laquelle on détermine le courant I. Ce courant est mesuré à l'aide d'un dispositif potentiométrique. L'appareil est sensible et parfaitement fidèle à une variation relative de I (soit de H) de $0,5.10^{-3}$. Le gradient étant obtenu à partir de grad $H = (\mathcal{H}_P - \mathcal{H}_Q)/2l$, le plus petit gradient observable est inférieur à $0,5.10^{-4}$ fois le champ moyen.

La constante de l'appareil est $K = 177$ G.A, pour une surcharge de 100 mg (soit pour $H = 1\,000$ G, $I = 177$ mA). L'appareil permet donc de mesurer les champs à l'intérieur des bobines et d'en étudier l'homogénéité.

[1] SERVANT (R.) et TSAÏ (B.), *C. R. Acad. Sc.*, 1938, **206**, 1172 ; *J. Physique Rad.*, 1939, **10**, 104 S.

(*) **3. — Bobines de Helmholtz produisant un champ magnétique homogène de 1 000 oersteds ;**

par M. A. Charru.

J'ai été amené à réaliser au laboratoire de M. Servant un champ magnétique homogène à l'aide d'un dispositif de Helmholtz.

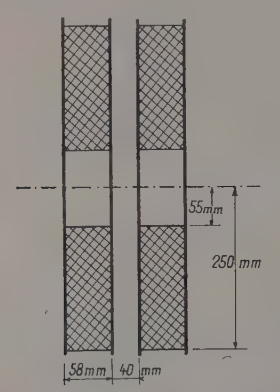


Fig. 1.

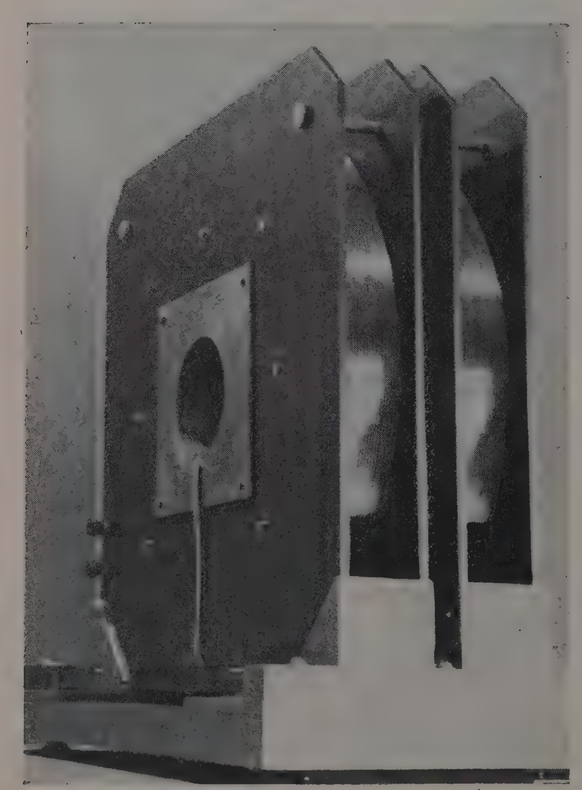


Fig. 2.

Pour obtenir un champ homogène dans un volume important, il est nécessaire d'avoir des bobines plates, ayant un creux central assez gros. Le diamètre extérieur doit ainsi être relativement grand.

Les dimensions des bobines sont indiquées sur la figure 1. Chaque bobine contient 1 525 tours de fil. Les bobines reposent sur un socle robuste ; l'une est fixe, l'autre peut être déplacée à l'aide d'un système de glissières (*fig.* 2).

Ne pouvant disposer de très fortes intensités de courant, j'ai utilisé du fil de cuivre émaillé de diamètre 2,5 mm. Les bobines sont alimentées par le

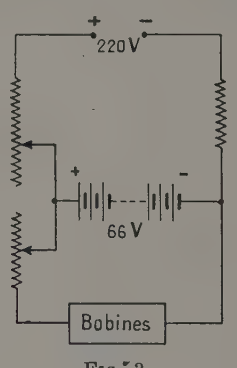


Fig. 3.

secteur continu 220 V ; le courant est stabilisé à l'aide d'accumulateurs (66 V, 50 Ah) de très faible résistance intérieure montés en « tampon ». Pour la tension moyenne du secteur, les accumulateurs ne débitent aucun courant. Les fluctuations du secteur produisent dans les accumulateurs un faible courant de charge ou de décharge. Pour faire varier le courant dans les bobines il faut alors un système de rhéostats à double curseur afin de maintenir le courant nul dans les accumulateurs. (La figure 3 montre le schéma de

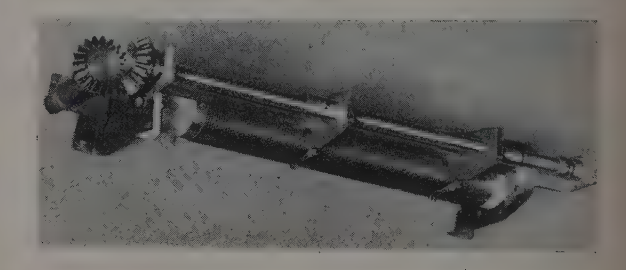


Fig. 4.

principe et la figure 4 représente le rhéostat de réglage fin.) Le courant est ainsi maintenu constant dans les bobines à mieux de 10^{-3}.

Étude du champ magnétique. — A l'aide du mesureur de champ magnétique précédemment décrit [1], on a d'abord étudié le champ dans l'axe des bobines. On a charché expérimentalement la distance à donner aux bobines pour obtenir suivant l'axe un champ constant aussi étendu que possible. La distance ainsi trouvée (9,7 cm) est en bon accord avec la distance prévue théoriquement (9,8 cm) obtenue en établissant, pour une des bobines, la courbe du champ en fonction de la distance au centre de la bobine et en déterminant le point d'inflexion de cette courbe. Pour cette position des bobines, les variations du champ et du gradient

suivant l'axe (pour un courant de 10 A), sont indiquées sur la figure 5. On voit que *le champ est homogène à mieux de 10^{-3} en valeur relative sur 3 cm de longueur.* On a enfin étudié la topographie du champ dans le plan

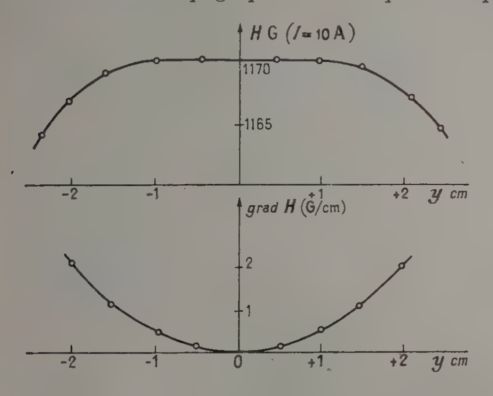


Fig. 5.

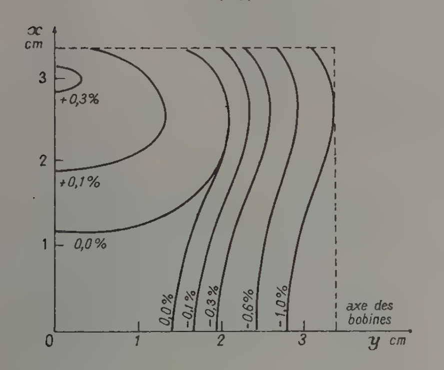


Fig. 6.

équatorial. La figure 6 montre les courbes d'égal champ dans ce plan et les écarts en pour cent entre la valeur du champ au centre et la valeur du champ au point considéré.

[1] Charru (A.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 54 S.

SECTION MÉDITERRANÉE
(*Marseille*)

SÉANCE DU 20 AVRIL 1956

(*) 1. — Évolution des phénomènes transitoires dans la mise en vibration des cordes (1) ;

par M. B. Bladier.

On étudie les phénomènes transitoires qui amènent une corde filée sur boyau, initialement au repos, jusqu'à un régime stationnaire, en utilisant la technique qui nous a servi antérieurement pour l'étude de ce dernier [1], [2].

1. Nous avons vérifié que les enregistrements du transitoire étaient semblables lorsqu'on utilisait une méthode électromagnétique ou électrostatique.

2. La durée du phénomène transitoire fluctue, pour une même corde excitée dans les mêmes conditions, autour d'une valeur moyenne ; compte tenu de ces fluctuations, l'évolution de la forme reste semblable d'un tracé à l'autre.

3. Pour l'étude des paramètres vitesse et pression de l'archet, nous avons effectué dans chaque cas environ 50 mesures, pour éliminer l'effet des fluctuations de durée.

La figure 1 reproduit quelques-uns des enregistrements obtenus sur une corde ut_1 lorsque, à pression constante (diagrammes a, b, c, d), la vitesse d'archet passe de 60 à 165 mm/s et lorsque, à vitesse constante (diagrammes m, n, o, p), la pression augmente de 200 à 1 600 g.

On a ensuite vérifié l'influence de la pression sur une corde sol_1, accordée sur 98 Hz (diagrammes h, i), et de nouveau sur la corde ut_1 réduite de 1/3 de sa longueur et donnant par suite le sol_1 (diagrammes r, s) ; les résultats confirment les précédents : la durée de l'état transitoire augmente d'une part lorsque la pression de l'archet diminue et, d'autre part, lorsque la vitesse de l'archet croît.

On peut avoir une idée des fluctuations sur la durée et sur l'évolution de l'état transitoire en comparant entre eux les diagrammes c et m, puis s et t ; enfin, le diagramme j représente un début aberrant, comparativement à h obtenu dans les mêmes conditions. On note encore que l'augmentation de la pression modifie l'évolution du transitoire et le rend plus fluctuant.

Les résultats des 52 mesures sur la durée du transitoire, en fonction des paramètres vitesse et pression de l'archet, donnent une répartition qui n'est pas gaussienne mais dissymétrique et bimodale dans deux cas (vitesse 150 mm/s et pression 600 et 200 g), ce que nous avons vérifié en effectuant 104 mesures pour chaque cas.

En valeur absolue, la dispersion des mesures autour de la moyenne est d'autant plus grande que la moyenne est plus élevée.

La figure 2 montre, dans les limites de nos expériences, que la durée moyenne de l'état transitoire est une fonction sensiblement linéaire de la vitesse de l'archet ; l'influence de cette vitesse paraît d'ailleurs d'autant plus faible que la pression de l'archet est plus grande.

4. En ce qui concerne l'influence de la longueur, de la tension et de la masse de la corde sur la durée du transitoire, on note que cette durée diminue lorsque l'on raccourcit la corde et encore lorsque l'on augmente sa tension ; l'influence de la masse n'a pu être nettement précisée ; cet échec serait peut-être explicable par l'écart important qui existe entre les « raideurs » (2) de cordes (r = 101, 46 et 32, ayant respectivement des masses de 5, 13 et 22 g) utilisées pour ces expériences.

(1) Travail fait au Centre de Recherches Scientifiques, Industrielles et Maritimes de Marseille, 66, rue Saint-Sébastien, Marseille (VIe).

(2) Nous définissons la « raideur » par l'abaissement de la corde accordée provoquée par une même force exercée par l'archet. La corde est d'autant plus raide que le nombre r est plus petit.

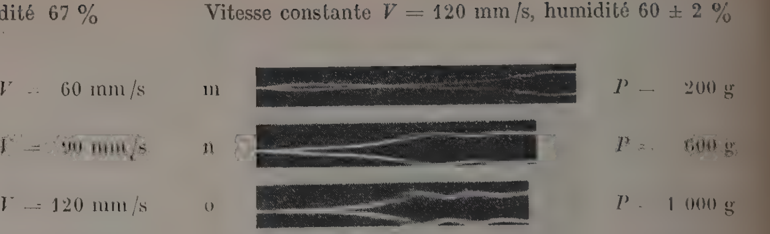
Pression constante $P = 200$ g, humidité 67 %

b $V = 90$ mm/s

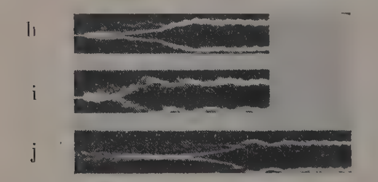
c $V = 120$ mm/s

d $V = 165$ mm/s

Vitesse constante $V = 120$ mm/s, humidité 60 ± 2 %



Corde L1. Accord 98 Hz.
Vitesse constante $V = 150$ mm/s, humidité 60 %



h $P = 200$ g

i $P = 1\,000$ g

j $P = 200$ g

Corde P4 réduite de 1/3. Accord 98 Hz.
Vitesse constante $V = 150$ mm/s, humidité 60 %

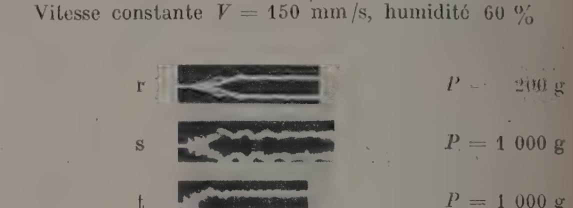


Fig. 1. — Évolution de l'état transitoire avec la vitesse V et la pression P de l'archet. Corde P4. Accord 66 Hz.

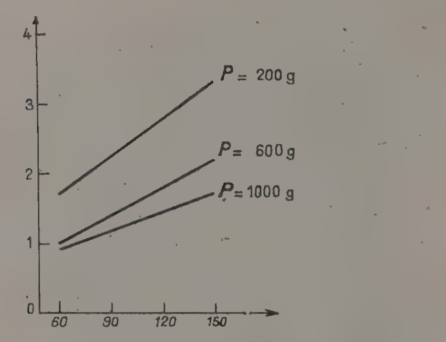


Fig. 2. — Influence de la vitesse et de la pression de l'archet. En abscisse, vitesse V de l'archet en mm/s ; en ordonnée, durée du transitoire en s.

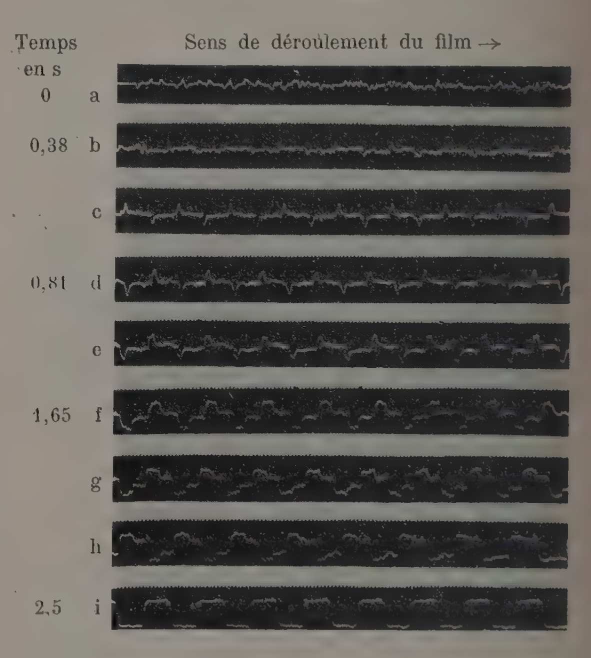


Fig. 3. — Détail de l'évolution de l'état transitoire au cours du temps. Corde P4. Accord 66 Hz. $P = 200$ g, $V = 120$ mm/s, humidité 72 %.

5. La figure 3 donne, de l'état transitoire, le détail de ses formes mouvantes au cours du temps. Sur le haut des tracés sont inscrits des repères chronologiques de 0,001 s. L'analyse harmonique a été effectuée pour chacune des périodes situées au-dessus du trait ponctué.

Sur la figure 3a, la corde au repos reçoit une première impulsion dont la durée d'environ 1 ms (correspondant à H_{15}) est légèrement supérieure à celle d'une dentelure (0,8 ms correspondant à H_{17}). Après cette première phase, où la période n'est pas très bien marquée et le phénomène quelque peu erratique, il y a une ébauche périodique en b d'où se détache, semblable à l'impulsion initiale, une première impulsion dirigée vers le haut ; puis en c une deuxième impulsion située au milieu de la période et dirigée vers le bas. A ces impulsions qui croissent en amplitude, viennent s'en ajouter d'autres : tout d'abord vers le haut en d, puis vers le bas en e, modifiant ainsi graduellement la durée de l'impulsion initiale et la forme du phénomène périodique (*fig.* 3 f, g, h) pour finalement arriver à former le créneau du régime stationnaire de la phase finale en i.

6. Pour connaître dans quelle mesure la reproductibilité de cette évolution était possible, nous avons réduit cette même corde de 1/3 de sa longueur vibrante

en conservant les mêmes pression, vitesse et distance archet-chevalet. La seule réduction de l fait varier simultanément cinq paramètres, à savoir : la longueur, la masse, la raideur, l'accord (quinte) et aussi l'emplacement des nœuds ou des ventres qui correspondent à l'endroit où la corde est attaquée par l'archet de 10 mm de largeur. La variation simultanée de ces paramètres a surtout affecté la durée du transitoire qui a notablement diminué et, bien que le nombre de dentelures ([3]) soit lui aussi plus faible (11 au lieu de 17), on remarque que le détail du processus de l'évolution du phénomène transitoire reste assez semblable au cas précédent.

7. La figure 4 donne les spectres aux temps $t = 0{,}38$ s, $0{,}82$ s, $1{,}65$ s, $2{,}5$ s après l'ébranlement de la corde. Au temps $t = 0{,}38$ s, les composantes principales sont : H_3 sol$_2$, H_5 mi$_3$, $H_7 \simeq$ si $\flat_3$; et sur

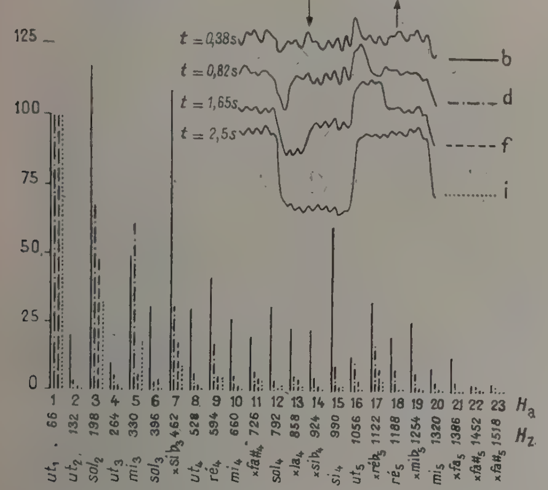


Fig. 4. — Variation du spectre lors de l'attaque de la corde P4. $P = 200$ g, $V = 120$ mm/s, humidité 72 %.
En ordonnée, amplitude relative ; en abscisse, rang harmonique H_a, sa fréquence en Hz et les notes correspondantes.
Devant le nom de quelques notes la croix indique que la fréquence est seulement voisine de la note considérée.

la pointe H_{15} si$_4$, $H_{17} \simeq$ ré $\flat_5$, H_{18} ré$_5$ et $H_{19} \simeq$ mi $\flat_5$. Au temps $t = 0{,}82$ s, il y a un très net appauvrissement du timbre (H_5 seul reste important) ; le timbre au temps $t = 1{,}65$ s est encore un peu plus pauvre et ainsi jusqu'à la phase finale $t = 2{,}5$ s.

D'une façon générale, le régime stationnaire a un timbre plus pauvre que la période transitoire. Au cours de celle-ci le milieu de la corde n'est pas exactement un nœud de vibration pour tous les harmoniques pairs, résultat déjà signalé pour le régime stationnaire [1], [2].

8. Pour chacun des phénomènes analysés, aussi bien dans l'état transitoire que dans le régime stationnaire, on a déterminé les phases des composantes ; il n'a été possible de dégager de loi ni en ce qui concerne les groupements des phases des différentes composantes à un instant donné, ni en ce qui concerne leur variation dans le temps. Peut-être de telles lois apparaîtraient-elles si le nombre de périodes analysées était notablement plus grand.

9. L'énergie de la vibration croît pendant la période transitoire (*fig.* 5) d'environ 3 % de la valeur finale ($t = 2{,}5$ s) au temps $t = 0{,}38$ s ; elle passe à 10 % pour $t = 0{,}82$ s, puis à 40 % pour $t = 1{,}65$ s.

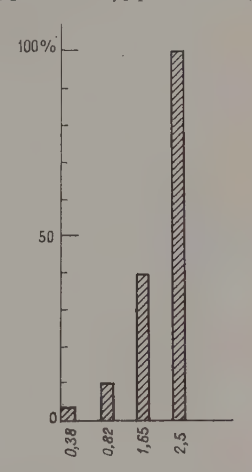


Fig. 5. — Énergie de la vibration (en ordonnée) aux temps $t = 0{,}38$, $0{,}82$, $1{,}65$ et $2{,}5$ s (en abscisse).

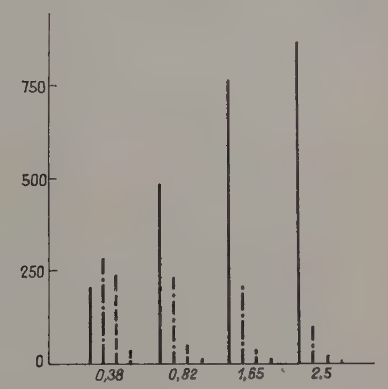


Fig. 6. — Rapport de l'énergie de chacun des harmoniques à l'énergie totale (en ordonnée) aux temps $t = 0{,}38$, $0{,}82$, $1{,}65$ et $2{,}5$ s (en abscisse).
——— H_1, —·— H_3, — — — H_7 . . . . H_9.

Le rapport de l'énergie de chacun des harmoniques à l'énergie totale (*fig.* 6) montre que, sur les fondamentaux, l'énergie croît en fonction du temps ; elle décroît sur les harmoniques et plus particulièrement sur H_3, H_7, H_9, H_{11}.

10. L'étude de l'amortissement de la vitesse de vibration (obtenu à partir du régime vibratoire stationnaire, lorsque la vitesse initiale de l'archet diminue jusqu'à s'annuler en 3 s) ne montre pas l'inverse du processus d'évolution de l'ébranlement (*fig.* 3 de i

([3]) L'analyse en régime stationnaire de la corde réduite de 1/3 de sa longueur montre un appauvrissement du timbre, plus particulièrement net sur la pointe H_{17}, par rapport à l'analyse de la corde de longueur totale.

vers a), mais seulement une diminution progressive de l'amplitude globale du phénomène. Le créneau et ses dentelures sont modifiés lorsque l'amplitude résiduelle n'est plus qu'environ 1/4 de l'amplitude initiale. Toutefois, comme pour l'ébranlement, l'augmentation de la pression de l'archet modifie cette évolution et la rend plus fluctuante.

[1] Bladier (B.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 570 ; 1955, **240**, 1868 ; 1956, **242**, 2704.
[2] Bladier (B.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 65 S ; 1955, **16**, 108 S.

(*) 2. — Inertie et capacité dans les photopiles ;

par M. G. Blet.

I. Il est courant de représenter le schéma théorique d'une photopile par un générateur d'électrons dont le débit est proportionnel à l'éclairement reçu, relié à un condensateur shunté par une résistance de fuite. La résistance de charge vient se brancher aux bornes de l'ensemble. Appelant C la capacité et R la résistance équivalente à la résistance de fuite shuntée par la résistance de charge, il est aisé de mettre en équation l'établissement ou la disparition du courant dans la résistance de charge. Nous supposons celle-ci assez faible devant la résistance de fuite pour pouvoir être assimilée à R.

Nous obtenons les équations classiques suivantes :
établissement du courant $V = V_0(1 - e^{-t/CR})$,
disparition du courant $V = V_0 e^{-t/CR}$.

Ces équations sont représentées par les courbes de la figure 1.

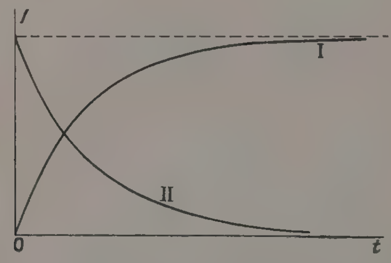


Fig. 1. — Courbe I, établissement du courant, $V = V_0(1 - e^{-t/CR})$; courbe II, disparition du courant, $V = V_0 e^{-t/CR}$.

Nous voyons que, d'après ce schéma, les constantes de temps à l'allumage et à l'extinction sont identiques, $\theta = 1/CR$, et ne font intervenir ni la qualité de l'éclairement (longueur d'onde) ni sa quantité (niveau d'éclairement).

On peut également calculer la tension alternative recueillie aux bornes de la résistance de charge lorsque la photopile reçoit un éclairement modulé sinusoïdalement à 100 % par exemple.

La mise en équation et la résolution sont également simples et classiques. Pour un éclairement $E = E_0(1 + \cos \omega t)$, on trouve

$$V = V_1 \cos(\omega t + \varphi) + AE_0 R,$$

avec

$$\operatorname{tg} \varphi = - RC\omega,$$

$$V_1 = \frac{AE_0 R}{\sqrt{1 + R^2 C^2 \omega^2}}, \qquad I_1 = \frac{V_1}{R}.$$

La tension de sortie V_1 est donc fonction de l'éclairement, de la résistance et de la fréquence. Elle est proportionnelle à l'éclairement. On peut obtenir à éclairement constant des courbes $I_1 = \text{Cte}$ en prenant $R\omega = \text{Cte}$.

Dans un diagramme en Log R et Log ω, les courbes seront des droites parallèles à la seconde bissectrice ainsi qu'il apparaît sur la figure 2.

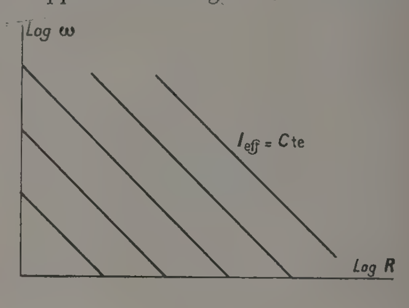


Fig. 2.

Il faut remarquer que pour des valeurs de $RC\omega$ de l'ordre de 0,1, le courant de sortie serait pratiquement égal à AE_0 et indépendant de R_1, de C et de ω. Pour des valeurs plus grandes, I_1 ou V_1 diminuent lorsque la fréquence ou la capacité augmente et l'on a coutume de dire que la capacité en shunt « étouffe » la composante alternative.

II. Selon une théorie du piégeage exposée dans le *Journal de Physique* [1], on peut mettre le problème en équation en faisant intervenir d'autres causes d'inertie que la capacité.

Soient N le nombre total de pièges, N'_0 le nombre total d'électrons libres à l'obscurité et n le nombre de pièges occupés, nous avions écrit :
pour la capture $d_1 n = K dt (N - n)(N'_0 - n)$,
pour la libération $d_2 n = - K' dt\, Nn$,
d'où, à l'équilibre,

$$d_1 n + d_2 n = 0, \qquad K(N - n)(N'_0 - n) - K'Nn = 0.$$

Cette équation a deux racines n_0 et n'_0 dont nous retenons seule la racine $n_0 < N$ comme solution possible. Les variations de n_1 et n_2 en fonction de N' sont reproduites sur le graphique de la figure 3.

Si nous envoyons sur la photopile un éclairement E, le nombre d'électrons libérés par unité de temps sera AE et si leur durée de vie est τ, l'excédent d'électrons libres sera $AE\tau$, d'où

$$N' = N'_0 + AE\tau.$$

A l'équilibre, nous aurons un nombre d'électrons piégés n_1 racine de $K(N - n)(N' - n) - K'Nn = 0$, avec $n_0 < n_1 < N$.

Pendant l'établissement, nous aurons un transitoire donné par l'intégration de

$$dn = dt[K(N - n)(N' - n) - K'Nn]$$

qui a pour solution

$$n = n_1 \frac{\exp K(t + t_0)(n_2 - n_1) - 1}{\exp K(t + t_0)(n_2 - n_1) - \frac{n_1}{n_2}}$$

avec, pour $t = 0$, $n = n_0$, ce qui définit t_0.

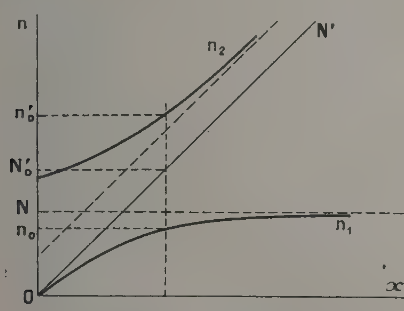


FIG. 3. — En abscisse, $x = N'/N$.

Cette expression n'est pas une exponentielle, mais peut être considérée comme en étant assez voisine, si l'on remarque que $\exp K(t + t_0)(n_2 - n_1) > 1$ et n_1/n_2 est toujours plus petit que l'unité car alors

$$n \simeq n_1[1 - \exp K(t + t_0)(n_2 - n_1)].$$

La constante de temps est alors

$$\theta = 1/K(n_2 - n_1).$$

A l'extinction, le problème est simplifié et donne immédiatement $n = n_1 \exp(-K'Nt)$ avec une constante de temps $\theta' = 1/K'N$.

Cette théorie nous amène donc à deux constantes de temps différentes pour l'allumage et l'extinction et il est facile de voir que la constante de temps θ' à l'extinction est toujours plus grande que la constante de temps θ à l'allumage, car $K(n_2 - n_1) < K'N$.

D'autre part, $K'N$ est indépendant de l'éclairement, donc les courbes d'extinction ne dépendent pas de l'éclairement. A l'allumage, $n_2 - n_1$ étant fonction croissante de N' donc de l'éclairement, la constante de temps θ diminue lorsque l'éclairement augmente ou lorsque la durée de vie augmente ; or celle-ci varie en sens inverse de l'énergie du photon incident. Ceci amène à penser que θ varie en sens inverse de la longueur d'onde de la lumière incidente.

Un éclairement de lumière modulée fera intervenir dans l'équation différentielle un terme périodique rendant de plus impossible la séparation des variables : il faut remplacer $AE\tau$ par $AE\tau(1 + \cos \omega t)$. L'intégration devient tout de suite très compliquée. Mais sans chercher à obtenir une expression littérale exacte, nous pouvons voir très rapidement quelle sera l'influence des divers paramètres sur la tension de sortie.

Les deux paramètres essentiels sont les deux constantes de temps déterminées au paragraphe précédent. Toutes choses égales d'ailleurs, le signal de sortie gardera une amplitude constante tant que la période de modulation restera grande par rapport à la valeur moyenne des constantes de temps θ et θ', et tendra vers zéro lorsque la période de modulation tendra vers zéro. Si, à fréquence de modulation constante, nous pouvons modifier les constantes θ et θ', nous pourrons en tirer les mêmes conséquences. La température en particulier a une influence certaine sur les valeurs de K et K', ces constantes diminuant lorsque la température diminue.

III. De nombreuses mesures ont permis de mettre en évidence un certain nombre de résultats dont voici les principaux.

1° Les constantes de temps à l'allumage et à l'extinction sont différentes ainsi qu'il apparaît sur l'enregistrement gradué en 0,01 s de la figure 4, la constante de temps la plus longue correspondant à l'extinction.

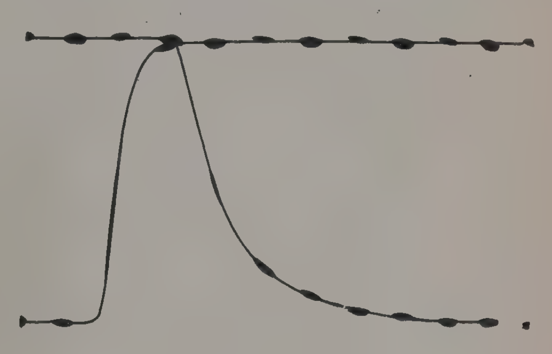


FIG. 4.

2° La constante de temps à l'allumage diminue lorsque l'éclairement croît et varie sensiblement avec la longueur d'onde, aux photons de grande énergie correspondant une constante de temps élevée ; ces résultats sont groupés sur le graphique de la figure 5.

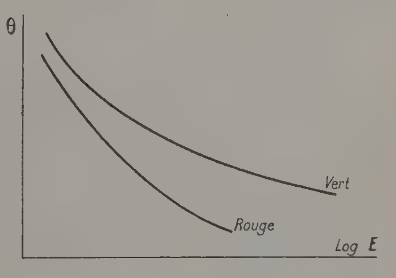


FIG. 5.

3° La constante de temps à l'extinction ne dépend pas de l'éclairement, mais dépend légèrement de la longueur d'onde de la lumière excitatrice.

4° Un éclairement modulé sinusoïdalement à 100 % produit un signal de sortie dont les courbes à intensité constante sont reproduites en fonction de Log R et Log ω sur la figure 6. La valeur 0,02 de $RC\omega$ pour la cellule envisagée, une résistance de charge de 1 000 Ω et une fréquence de 1 000 Hz, ne peut expliquer ($I = I_0 \times 0{,}9998$) la variation de la moitié ($I = I_0 \times 0{,}50$) constatée expérimentalement.

5° Un refroidissement de la photopile produit une diminution de sa capacité (mesurée soit au pont, soit par la fréquence d'un circuit oscillant) et une dimi-

nution du signal modulé, alors que la composante continue du signal de sortie reste pratiquement constante jusqu'à 200 °K, ainsi que le montre la figure 7.

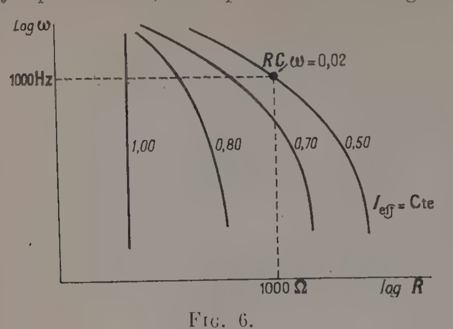


Fig. 6.

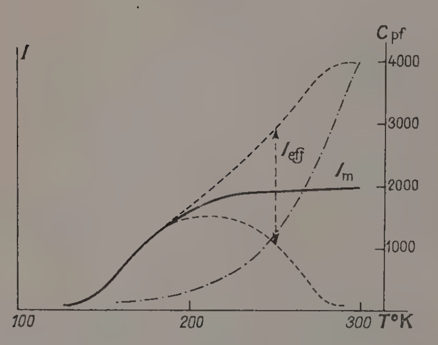


Fig. 7. $F = 333$ Hz, $R = 3\ 000\ \Omega$, $\lambda = 0{,}6\ \mu$.

IV. *Conclusions*. — De la confrontation des résultats expérimentaux ci-dessus avec les deux théories présentées, il résulte que la théorie capacitive est incapable d'expliquer qualitativement et quantitativement la plupart des phénomènes étudiés.

La théorie du piégeage donne une explication qualitativement valable de ces mêmes phénomènes ; en la combinant avec la théorie du potentiel retardateur on explique facilement l'influence de la résistance de charge sur les constantes de temps et sur le potentiel de sortie dans le cas d'un éclairement modulé.

Cependant, la capacité existe réellement et une théorie complète devrait également la faire intervenir. Toutefois, dans les conditions expérimentales où nous nous sommes placé, la constante de temps qu'elle fait intervenir est négligeable devant celles introduites par la théorie du piégeage qui suffit donc à expliquer les phénomènes observés.

[1] Blet (G.), Quelques essais d'interprétation des lois régissant le comportement des photopiles. *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 241.

[2] Blet-Talbot (Mme D.) et Blet (G.), Courbe de réponse des cellules aux flux lumineux modulés. *Mesures*, 1955, **20**, 537 et 1956, **21**, 99.

[3] Blet (G.) et Ritti (Mlle A.), L'effet Hamaker-Beezhold. Étude détaillée du phénomène et des possibilités de le supprimer. *Rev. Opt.*, 1956, **35**, 193.

[4] Blet (G.), Les constantes de temps élevées dans les photopiles au sélénium. *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 430.

3. — Dispositif d'enregistrement sur papier photographique immobile. Applications ;

par M. C. Jausseran.

L'appareil réalisé comporte deux galvanomètres de type courant, à cadre mobile et fil de torsion, et un dispositif optique. Ce dispositif forme sur un plan vertical fixe un spot lumineux ponctuel dont les déplacements suivant les horizontales et les verticales du plan sont respectivement proportionnels aux courants traversant les cadres des deux galvanomètres. Ces déplacements peuvent atteindre 20 cm dans chaque sens, sans diaphragmation et sans que la qualité de l'image en soit altérée.

Ce résultat est obtenu au moyen du montage représenté par la figure 1, dans lequel nous ferons tout

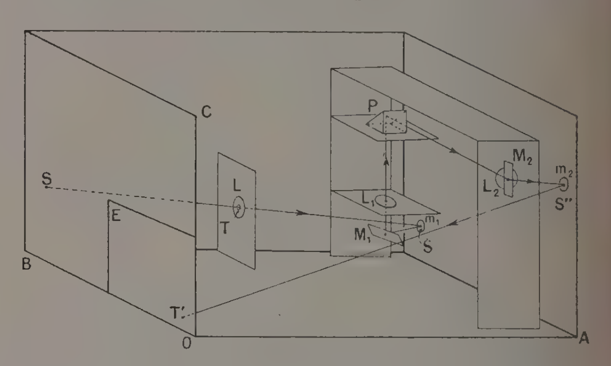


Fig. 1.

d'abord abstraction des lentilles L, L_1 et L_2 ainsi que des diaphragmations que causeraient les dimensions géométriques des appareils en l'absence de ces lentilles.

Un rayon lumineux ST, peu incliné sur le plan horizontal A O B, se réfléchit successivement :

sur le miroir m_1 du premier galvanomètre G_1, mobile autour du fil de torsion vertical ;

sur le miroir M_1 incliné à 45° par rapport au plan A O B autour d'une horizontale parallèle à O B ;

sur la face hypoténuse du prisme à réflexion totale P, inclinée à 45° par rapport au même plan, mais autour d'une horizontale perpendiculaire à la précédente ;

enfin sur le miroir vertical M_2, qui le renvoie sur le miroir m_2 du deuxième galvanomètre G_2.

Il vient ensuite rencontrer le plan d'observation E en un point T'.

Par réflexion sur m_1, le rayon lumineux subit, au cours de la rotation de ce miroir, des déviations qui lui font décrire pratiquement un plan très peu incliné sur le plan horizontal. Après réflexion sur l'ensemble du miroir M_1 et du prisme P, les déviations s'effectuent au contraire dans le plan vertical parallèle à B O C [1], que le miroir M_2 transforme en un plan vertical très peu incliné sur A O C. Dans ce dernier plan les rotations du miroir m_1 se traduiront donc par des variations d'incidence sur le miroir m_2 et, si ce dernier est immobile, la trace T' du rayon sur le plan d'observation E décrira une verticale. Si le miroir m_1 est, au

[1] Ce procédé a déjà été utilisé par J. Lecomte dans la construction d'un spectrographe enregistreur [1].

contraire, immobile, les rotations de m_2 déplaceront T′ suivant une horizontale de E. Dans le cas général, les deux déplacements perpendiculaires, dus aux rotations des deux miroirs, se composeront.

En l'absence de tout autre système optique, l'amplitude des déplacements réels serait limitée par les dimensions des surfaces réfléchissantes et notamment par celles du miroir m_2, qui sont très faibles : l'appareil serait inutilisable. Les lentilles convergentes L, L_1 et L_2 permettent d'obtenir des déviations suffisantes.

La lentille L projette une image S′ de la source S sur le miroir m_1. La lentille L_1 est corrigée pour son foyer-objet, qui coïncide avec l'image de S′ dans le miroir M_1. Le prisme P reçoit toujours ainsi des rayons incidents normaux à sa face d'entrée. La lentille L_2 donne, en son foyer, une image de S′, fixe, quelle que soit l'orientation de m_1, et qui est reportée en S″ après réflexion sur M_2. C'est en ce dernier point que l'on place le centre du miroir m_2, dont les dimensions peuvent alors être très réduites, les rotations de m_1 ne se traduisant dans ce montage que par des variations de l'incidence de la lumière sur m_2. Il suffit d'autre part de disposer de lentilles d'ouverture angulaire suffisante pour pouvoir aussi réduire les dimensions des autres miroirs et du prisme P.

Enfin, le système optique constitué par les deux lentilles L_1 et L_2 fournit, en T′, l'image d'un petit diaphragme circulaire placé en T contre la lentille L.

L'ensemble du dispositif est contenu dans une boîte en bois, dont les dimensions intérieures sont $100 \times 50 \times 50$ cm, dans laquelle un compartiment fermé par la lentille L isole la source. On peut placer en E, soit un écran en verre dépoli, soit un châssis contenant une feuille de papier sensible de 18×24 cm, ce qui permet d'opérer en pleine lumière toutes les manipulations extérieures.

Le réglage optique de l'appareil doit être, bien entendu, très soigné en ce qui concerne l'orientation des lentilles par rapport au faisceau lumineux, si l'on veut conserver à l'image T′ une bonne définition sur toute l'étendue de l'enregistrement. Il doit, d'autre part, faire correspondre aux rotations respectives des deux miroirs m_1 et m_2 des tracés rectangulaires et parallèles au bord de la feuille de papier photographique. On parvient à ce résultat au moyen des dispositifs d'orientation prévus sur les montures du prisme et des divers miroirs.

Les deux galvanomètres sont munis de shunts d'Ayrton, permettant d'obtenir une sensibilité variable tout en demeurant à l'amortissement critique.

Les effets de l'inertie des cadres des galvanomètres ont été étudiés pour quelques formes simples des lois de variation des courants (exponentielle, sinusoïdale, triangulaire), de manière à éviter les erreurs d'interprétation. Ces effets ne perturbent que les quelques premiers millimètres d'enregistrement correspondant aux régimes transitoires, soit de mise en circuit, soit de variation brusque, pour les périodes des galvanomètres choisis et les vitesses d'enregistrement utilisées. Il suffit d'ailleurs de régler ces vitesses pour rendre ces perturbations sans inconvénient.

Tel qu'il vient d'être décrit, l'appareil peut être utilisé directement au tracé continu des caractéristiques statiques tension-courant d'un appareil électrique quelconque ; il suffit de faire varier mécaniquement ou à la main l'une de ces deux grandeurs, au moyen de rhéostats appropriés, et de faire fonctionner l'un des galvanomètres en voltmètre et l'autre en ampèremètre.

Mais l'adjonction d'un potentiomètre circulaire, à variation linéaire et dont le curseur rotatif est entraîné par un moteur électrique à faible vitesse de rotation, accroît énormément les possibilités d'emploi. De plus, l'utilisation d'un commutateur basculant à mercure, commandé par le curseur, et d'un moteur à deux sens de marche permet d'obtenir l'arrêt automatique en fin d'enregistrement ou d'inverser le sens de variation de la variable pilote à la fin d'une première course, de manière à pouvoir étudier certains phénomènes le long d'un cycle fermé. Ce dernier perfectionnement exige la suppression des « temps perdus » dans les commandes, ce qui a été obtenu, d'une manière suffisante, en utilisant pour réaliser ces dernières des fils d'acier travaillant sous une tension constante et suffisante.

Le potentiomètre est alimenté sous une tension continue constante. A condition que les courants qu'on lui demande de débiter soient suffisamment faibles par rapport au courant principal qui le traverse, on peut l'utiliser pour appliquer la même tension variable (prélevée entre le curseur et l'une des bornes de la source) d'une part au galvanomètre G_2, d'autre part aux bornes de l'appareil dont on veut tracer la caractéristique. On a étudié, par exemple, au moyen de ce procédé, les caractéristiques courant plaque-tension grille d'une triode pour diverses tensions plaque, ainsi que la courbe de réponse en courant continu d'un voltmètre électronique construit au laboratoire.

Si la vitesse de rotation du moteur, qui entraîne le curseur, est suffisamment uniforme, il suffit de faire débiter la tension variable fournie par le potentiomètre dans l'un des galvanomètres, G_2 par exemple, pour que le spot T′ se déplace horizontalement à vitesse constante. On peut alors étudier l'évolution au cours du temps d'une grandeur quelconque, à condition ou bien que cette grandeur soit une grandeur électrique, ou bien que ses variations puissent être transformées, au moyen d'un dispositif convenable, en variations de tension que l'on applique aux bornes de l'autre galvanomètre G_1. A titre d'essai, on a étudié ainsi la décharge d'un condensateur à travers une résistance suffisante pour que le grandeur de la constante de temps du circuit rende possible un enregistrement correct et la stabilité d'une source de lumière dont le flux était projeté sur une cellule photoélectrique.

Enfin, il suffit d'animer par le moteur entraînant le curseur du potentiomètre débitant dans le galvanomètre G_2 n'importe quel dispositif mécanique, pour obtenir une courbe dont les abscisses seront liées au mouvement de ce dispositif et les ordonnées (grâce au galvanomètre G_1) proportionnelles à la réponse, transformée électriquement, d'un appareil quelconque mû par ce dispositif. Ce procédé a permis l'étude de la linéarité de la variation d'une résistance liquide en fonction du déplacement de l'électrode mobile pour des courants très intenses, aussi facilement que l'étude de la variation du courant débité par une cellule photoélectrique éclairée à travers l'ensemble de deux nicols ou de deux polaroïds dont le premier, dans le sens de parcours de la lumière, était mis en rotation par le moteur entraînant le potentiomètre.

L'utilisation de l'inverseur de sens de marche a permis de tracer, entre 0 et 120 V, le cycle allumage-extinction pour un tube à néon, alimenté en tension régulièrement croissante puis décroissante, et d'étudier le cycle d'inertie calorifique d'une lampe stabilisatrice fer-hydrogène alimentée dans les mêmes conditions.

Plusieurs enregistrements ont été projetés en séance pour illustrer ces applications, pour lesquelles les vérifications de fidélité sont satisfaisantes. Beaucoup d'autres emplois sont faciles à imaginer et la construction de l'appareil est peu onéreuse.

[1] LECOMTE (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1933, **196**, 1011.

4. — Sur la variation de phase que subit une onde lumineuse lorsqu'elle se réfléchit normalement sur une lame mince d'argent ;

par M. R. PHILIP,
Laboratoire de Physique générale,
Faculté des Sciences de Marseille.

Lorsqu'une onde lumineuse se réfléchit à la surface de séparation de deux milieux transparents, elle subit un changement de phase de 0 ou π suivant que la réflexion a lieu dans le milieu plus réfringent sur le milieu moins réfringent ou inversement. Si l'on remplace l'un des deux milieux transparents par une lame mince métallique ou par un métal massif, le changement de phase n'est plus égal à 0 ou à π. Le but du présent travail a été de mesurer ce changement de phase dans le cas de la réflexion métallique.

La lame mince métallique étant déposée sur un support en quartz, deux cas sont à envisager :

1º la réflexion s'effectue dans l'air sur le métal ;

2º la réflexion s'effectue dans le support en quartz sur le métal.

Dans ces deux cas, la variation de phase entre l'onde lumineuse qui s'est réfléchie sur le support nu et celle qui s'est réfléchie sur le métal dépend de l'épaisseur de la couche métallique, mais l'allure des phénomènes est différente suivant qu'on envisage l'un ou l'autre de ces deux cas.

Outre son intérêt propre, cette étude a servi à la détermination des constantes optiques de l'argent en couches minces [1].

Les lames étudiées étaient des lames d'argent préparées par évaporation thermique sous un vide de l'ordre de 10^{-5} mm de mercure. On a étudié une quinzaine de lames d'épaisseurs comprises entre 0,65 et 72 mμ. Cette étude a été faite pour des radiations de longueurs d'onde comprises entre 2 800 et 5 780 Å et dans le cas de la réflexion sous incidence normale.

Résultats. — Les mesures de variation de phase s'obtiennent, par un calcul classique, à partir de la mesure des diamètres des anneaux à l'infini obtenus par un interféromètre de Perot-Fabry dont l'une des lames est recouverte par la couche métallique mince à étudier. Dans ce qui suit, on calculera non la variation de phase elle-même $\varphi = 2\pi\delta/\lambda$, mais l'ordre d'interférence δ/λ.

I. VARIATION DE PHASE D'UNE ONDE LUMINEUSE LORS DE LA RÉFLEXION NORMALE DANS L'AIR SUR L'ARGENT. — Les résultats obtenus permettent de tracer les courbes (*fig.* 1 et 2). Ces courbes représentent

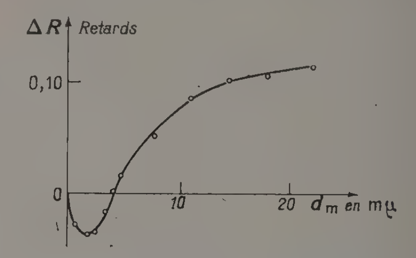


FIG. 1. — En abscisse, épaisseur massique d_m en mμ ; en ordonnée, retard ΔR ($\lambda = 5\,461$ Å).

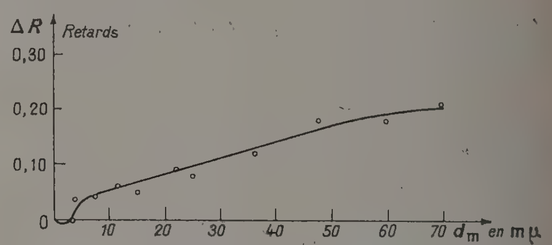


FIG. 2. — En abscisse, épaisseur massique d_m en mμ ; en ordonnée, retard ΔR ($\lambda = 3\,131$ Å).

la variation de l'ordre d'interférence δ/λ en fonction de l' « épaisseur massique » d_m. On appelle ainsi l'épaisseur déduite par pesée, avant et après projection, d'une lamelle couvre-objet de microscope de surface connue, placée à côté de la lame à métalliser. Ceci suppose que la masse spécifique de l'argent en lame mince est celle du métal massif, ce qui n'est en général pas exact, surtout pour les lames très minces. Un autre travail nous ayant permis de connaître, par la méthode de Malé [2], l' « épaisseur optique réelle » d_r des lames métalliques étudiées, nous avons pu utiliser cette dernière pour tracer les courbes donnant la variation de δ/λ en fonction de l'épaisseur réelle. L'allure des phénomènes est sensiblement la même pour ces deux types de courbes.

La méthode utilisée ne nous a pas permis d'effectuer des mesures dans le spectre visible au delà d'une épaisseur de 25 mμ.

On constate que la variation de phase en fonction de l'épaisseur massique commence toujours par être une avance pour une épaisseur comprise entre 0 et 4 mμ ; elle est ensuite toujours un retard. L'épaisseur pour laquelle la variation de phase passe de l'avance au retard semble diminuer avec la longueur d'onde : elle est de 4 mμ pour $\lambda = 5\,780$ Å, de 2 mμ pour $\lambda = 4\,800$ Å et de 1 mμ environ pour $\lambda = 3\,404$ Å ou $\lambda = 3\,131$ Å. Pour des longueurs d'onde inférieures à celles correspondant à la bande de transparence de l'argent ($\lambda = 3\,100$ Å) cette épaisseur semble de nouveau augmenter ; elle est en effet égale à 3 mμ pour 2 967 Å. Enfin, le retard de phase atteint son maximum (0,10 à 0,12) pour des épaisseurs de l'ordre de 15 à 20 mμ dans le spectre visible. Dans l'ultraviolet ce maximum est

de l'ordre de 0,20 et il est atteint pour des épaisseurs comprises entre 60 et 80 mμ.

II. Variation de phase lors de la réflexion normale d'une onde lumineuse dans le quartz sur l'argent. — Les résultats obtenus permettent de tracer les courbes représentant la variation de phase en fonction de l'épaisseur massique ou en fonction de l'épaisseur optique réelle (*fig.* 3 et 4). Là encore l'allure des deux sortes de courbes est analogue.

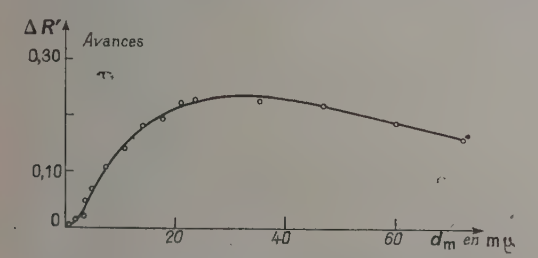


Fig. 3. — En abscisse, épaisseur massique d_m en mμ ; en ordonnée, avance $\Delta R'$ ($\lambda = 3\,404$ Å).

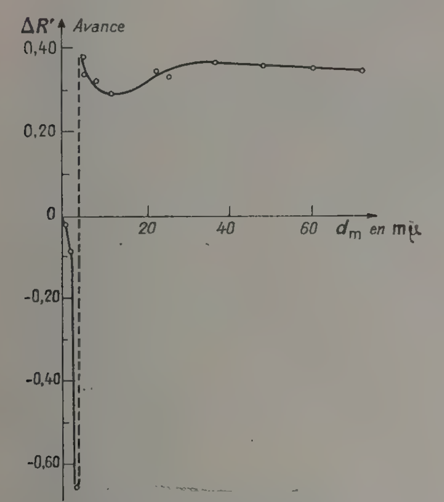


Fig. 4. — En abscisse, épaisseur massique d_m en mμ ; en ordonnée, avance $\Delta R'$ ($\lambda = 4\,800$ Å).

On constate que, pour la longueur d'onde 4 800 Å et les longueurs d'onde supérieures, les courbes présentent le saut de phase brusque de 2π trouvé par P. Rouard [3]. Ce saut de phase a lieu pour des épaisseurs massiques qui varient suivant la longueur d'onde de 3 à 9 mμ. La variation de phase commence toujours alors par être un retard puis elle devient brusquement une avance après le saut de phase de 2π. Pour les longueurs d'onde 5 085 et 4 800 Å, un minimum de l'avance de phase a pu être nettement observé.

Un autre travail nous a permis, par application de la méthode de Malé, de déterminer les constantes optiques de toutes les lames étudiées ici. On sait que l'indice complexe d'une lame métallique s'écrit $n = \nu - i\chi$, ν étant l'indice de réfraction et χ l'indice d'extinction de la lame métallique.

Considérons, pour chacune des longueurs d'onde 5 461, 5 085 et 4 800 Å, les deux lames minces d'argent dont les épaisseurs sont l'une immédiatement supérieure, l'autre immédiatement inférieure à l'épaisseur pour laquelle se produit le saut de phase. On constate que celui-ci se produit toujours lorsque l'indice de réfraction de la lame passe par une valeur égale à celui du support en quartz. Le tableau ci-dessous exprime les résultats obtenus :

λ	d_m	ν, χ
5 461 Å	7,2 mμ	$\nu = 1{,}8$; $\chi = 3{,}6$
	saut de phase	
	10,8 mμ	$\nu = 1{,}0$; $\chi = 3{,}7$
5 085 Å	9,4 mμ	$\nu = 1{,}4$; $\chi = 3{,}5$
	saut de phase	
	10,1 mμ	$\nu = 1{,}65$; $\chi = 2{,}0$
4 800 Å	2,6 mμ	$\nu = 1{,}75$; $\chi = 1{,}75$
	saut de phase	
	3,25 mμ	$\nu = 1{,}5$; $\chi = 1{,}8$

Pour la longueur d'onde 4 358 Å et pour les longueurs d'onde inférieures, on constate que les courbes ne présentent plus le saut de phase de 2π.

Faust [4] a obtenu aussi cette même limite. La variation de phase observée est alors toujours une avance qui présente un maximum, au moins pour la longueur d'onde 3 404 Å.

III. Étude en fonction de la longueur d'onde de la variation de phase d'une onde lumineuse lorsqu'elle se réfléchit dans l'air sur le métal.

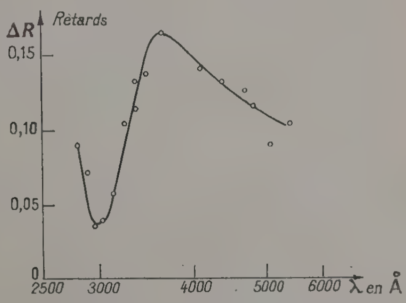


Fig. 5. — En abscisse, log λ en Å ; en ordonnée, retard ΔR ($d_m = 14{,}4$ mμ).

— Nous avons tracé les courbes donnant, pour certaines épaisseurs, la variation de phase lors de la réflexion dans l'air sur le métal en fonction du logarithme de la longueur d'onde. Les figures 5 et 6 donnent les résultats obtenus pour des lames d'épaisseurs massiques égales à 14,4 mμ (*fig.* 5) et 21,6 mμ (*fig.* 6).

On constate que ces courbes présentent un maximum qui semble se déplacer vers les courtes longueurs d'onde quand l'épaisseur augmente. L'allure générale de ces courbes est analogue à celles obtenues dans le cas de la

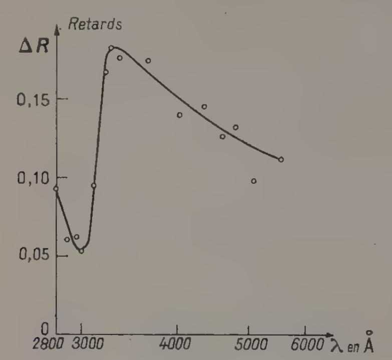


FIG. 6. — En abscisse, log λ en Å ; en ordonnée, retard ΔR ($d_m = 21{,}6$ mμ).

dispersion anormale lorsqu'on se trouve au voisinage d'une bande d'absorption. La variation de phase la plus rapide en fonction de la longueur d'onde se produit précisément ici, au voisinage de la bande de transparence de l'argent vers 3 100 Å.

Cette étude systématique des phases nous a en outre permis, grâce à des mesures d'intensités effectuées sur les mêmes lames, de déterminer simultanément les constantes optiques de l'argent en lames minces et l'épaisseur réelle des lames par la méthode de Malé.

[1] PHILIP (R.) et TROMPETTE (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 627.
[2] MALÉ (D.), *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 1349 ; *Ann. Physique*, 1954, **9**, 10.
[3] ROUARD (P.), *Ann. Physique*, 1937, **7**, 291.
[4] FAUST (R. C.), *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 1238.

SÉANCE DU 1er JUIN 1956

(*) 1. — Sur un mode particulier d'oscillation de relaxation d'une triode et d'un thyratron ;

par MM. P. JEAN et R. BEDOS.

Au cours d'une précédente séance [1], on a montré l'analogie de forme qui existe, sous certaines conditions, entre les caractéristiques d'une triode et celles d'un thyratron, d'une part pour les caractéristiques de transfert $I_p = f(V_g)$, d'autre part pour celles d'électrode $i_g = f(V_g)$.

Rappelons que ces résultats sont obtenus, pour la triode lorsque son circuit de grille comporte une résistance R_g suffisante (quelques centaines de mégohms), pour le thyratron lorsque sa plaque est alimentée, à travers une résistance de protection ρ, sous une tension tout juste supérieure à la tension d'amorçage du gaz.

Ces caractéristiques sont bivalentes comme le montre la figure 1 qui est relative d'une part à une triode 6F5 fonctionnant sous une tension plaque $V_p = 105$ V, la résistance R_g insérée dans le circuit de grille étant de 10^3 MΩ et la tension de chauffage de 4 V, d'autre part à un thyratron 884 fonctionnant sous une tension de plaque de 24 V, la résistance ρ étant de 8 000 Ω et la tension de chauffage de 5,1 V. Pour préciser les idées,

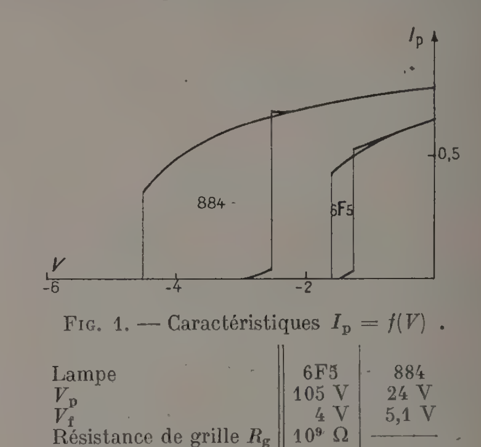


FIG. 1. — Caractéristiques $I_p = f(V)$.

Lampe	6F5	884
V_p	105 V	24 V
V_f	4 V	5,1 V
Résistance de grille R_g	10^9 Ω	——
Résistance de plaque ρ	——	8 000 Ω

notons de plus que les courants de plaque sont dans les deux cas de l'ordre de grandeur du milliampère, mais que les courants de grille sont voisins, pour le thyratron du microampère, pour la triode du millimicroampère.

L'existence de caractéristiques bivalentes, traduisant la possibilité pour ces tubes de fonctionner sous deux régimes différents pour de mêmes tensions, est une condition nécessaire mais non suffisante pour obtenir des oscillations de relaxation [2]. On a donc cherché à constituer un montage qui permette en utilisant ces tubes, de réaliser un oscillateur de relaxation.

1. *Cas de la triode.* — Le montage suivant (*fig.* 2) a été étudié d'abord dans le cas de la triode où le

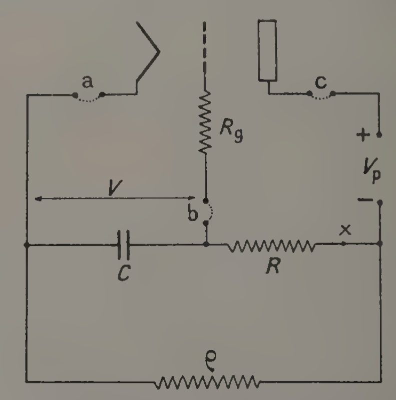


FIG. 2. — Schéma de l'oscillateur à relaxation avec une triode à vide. Dans le cas d'un thyratron, on connecte aux points a, b, c, respectivement la cathode, la grille la plaque du thyratron.

problème est plus facile, d'une part parce qu'on peut négliger le courant de grille, d'autre part parce que le courant de plaque ne dépend pratiquement pas de la

résistance ρ insérée dans le circuit plaque tant que celle-ci n'est pas trop grande.

A partir de l'équation différentielle, qui régit les variations de la différence de potentiel V aux bornes du condensateur C, on peut écrire les conditions auxquelles doivent satisfaire les différentes grandeurs pour que les oscillations soient possibles. On trouve alors, comme seule condition, que la résistance ρ doit être supérieure à une certaine valeur ρ_0 qui dépend de la caractéristique, c'est-à-dire de R_g. L'expérience vérifie ce résultat d'une façon satisfaisante ainsi que celui du calcul de la période qu'on peut effectuer à partir de l'équation différentielle [3].

2. *Cas du thyratron.* — Le problème se complique notablement, d'abord par le fait que la caractéristique dépend de la résistance ρ, ensuite parce que le courant de grille ne peut plus être négligé. On est donc amené à reprendre le calcul précédent en tenant compte de ces modifications.

On constate alors que les inégalités auxquelles doivent obéir les différentes grandeurs intéressant ce phénomène ne peuvent pas être satisfaites simultanément ; il ne peut donc pas y avoir oscillation sans modification du montage. Si on introduit au point X (*fig.* 2) une force électromotrice convenable e, on peut retrouver des possibilités d'oscillation à condition que R soit inférieure à une valeur R_0 et que e soit comprise entre deux limites e_1 et e_2. R_0 est déterminé par la caractéristique et dépend par suite de ρ ; e_1 et e_2 dépendent de la valeur de R adoptée, ainsi que de la caractéristique. Il faut donc connaître ces limites pour différentes valeurs de ρ.

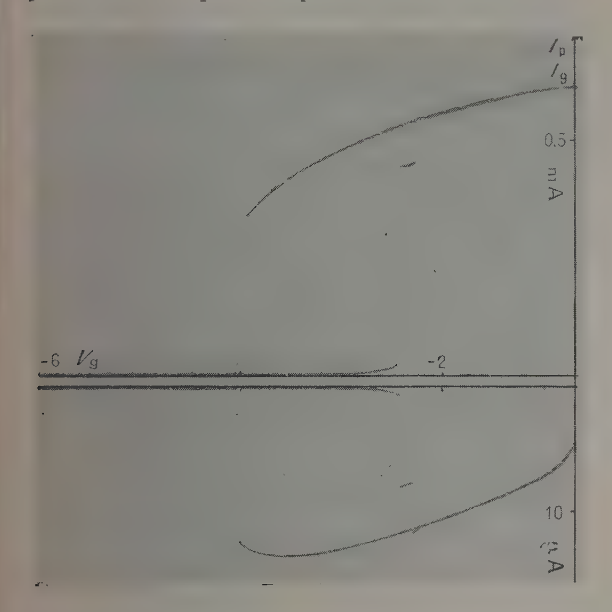


Fig. 3. — Caractéristiques d'un thyratron. $V_p = 24$ V ; $V_f = 5{,}1$ V ; résistance de plaque = 10 000 Ω. Durée de l'enregistrement 12 mn.
Courbe supérieure : $I_p = f(V_g)$; Courbe inférieure : $I_g = \varphi(V_g)$.

Les caractéristiques ont été déterminées par enregistrements photographiques. On constate alors que la forme des caractéristiques dépend de la durée de l'enregistrement : pour des durées suffisamment courtes (1 à 10 mn) et pour des résistances ρ assez faibles (quelques milliers d'ohms) les caractéristiques ont l'allure déjà décrite (*fig.* 1) ; pour des durées d'enregistrement ou des valeurs de ρ supérieures aux précédentes on constate l'apparition de paliers intermédiaires (*fig.* 3) ; enfin pour des durées de balayage plus courtes on observe une diminution de la largeur du « cycle ».

Dans de telles conditions il ne nous a pas été possible de vérifier quantitativement les lois déterminant les possibilités d'oscillation, les valeurs nécessaires au calcul de R_0 et de e_1, e_2 n'étant pas connues pour les périodes normales d'oscillation de la lampe (0,01 à 1 s). Avec le thyratron 884 alimenté comme il est indiqué plus haut et pour une résistance ρ de 8 000 Ω on a vérifié que R ne devait pas dépasser 50 000 Ω. En prenant alors pour

$$\begin{array}{llll} R = 30\ \text{k}\Omega, & 20\ \text{k}\Omega, & 10\ \text{k}\Omega & \text{on trouve} \\ e_1 = 3\ \text{V}, & 3\ \text{V}, & 3\ \text{V}, & \\ e_2 = 2{,}7\ \text{V}, & 2{,}3\ \text{V}, & 1{,}4\ \text{V} & \end{array}$$

et on constate que l'intervalle $e_2 - e_1$ diminue lorsque R tend vers R_0 ce qui est conforme aux prévisions du calcul.

La vérification qualitative ayant donné des résultats encourageants, la détermination exacte des caractéristiques dynamiques aux fréquences d'oscillation va être entreprise pour vérifier quantitativement les résultats obtenus.

Il sera également procédé à une étude plus complète des caractéristiques pour des durées d'enregistrement plus longues, qui doit permettre d'obtenir des renseignements sur le fonctionnement des thyratrons.

Enfin l'oscillateur réalisé, qui n'a rien de commun avec les schémas utilisés jusqu'ici, peut donner lieu à des applications intéressantes.

[1] Bedos (R.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 14 S.
[2] Jean (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 2059.
[3] Bedos (R.) et Jean (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 234.

2. — Modèle de fluide relativiste décrivant les ondes du corpuscule de spin 1/2 ;

par M. F. Halbwachs,

On sait que la théorie classique des champs détermine la fonction d'onde ψ associée au corpuscule de spin 1/2 au moyen du lagrangien relativiste de Dirac :

$$\mathcal{L} = \frac{i\hbar}{2}\left(\partial_\mu \psi^+ \gamma_\mu \psi - \psi^+ \gamma_\mu \partial_\mu \psi - 2\varkappa \psi^+ \psi\right) ;$$

ψ est un spineur à 4 composantes, les γ_μ sont les matrices de von Neumann, représentation irréductible du groupe des rotations relativistes, $\partial_\mu = \partial/\partial x^\mu$, $\varkappa = m_0 c/\hbar$, $\hbar = h/2\pi$; on utilise les cordonnées de Minkowski

$$x_1 = x, \quad x_2 = y, \quad x_3 = z, \quad x_4 = ict.$$

Le caractère stationnaire de l'intégrale $\int \mathcal{L} \mathrm{d}\omega$ fournit les équations d'onde de Dirac :

$$\partial_\mu \gamma_\mu \psi + \varkappa\psi = 0, \qquad \partial_\mu \psi^+ \gamma_\mu - \varkappa\psi^+ = 0.$$

En outre les propriétés d'invariance de $\int \mathcal{L} d\omega$ fournissent :

un vecteur conservatif $J_\mu = \hbar \psi^+ \gamma_\mu \psi$, le vecteur *courant* ;

un tenseur conservatif ($\partial_\nu T_{\mu\nu} = 0$)

$$T_{\mu\nu} = \frac{i\hbar}{2} (\partial_\mu \psi^+ \gamma_\nu \psi - \psi^+ \gamma_\nu \partial_\mu \psi),$$

le *tenseur d'énergie-impulsion canonique* ;

enfin un tenseur complètement antisymétrique (Belinfaute) $f_{\lambda\mu\nu} = -\frac{i\hbar}{2} \psi^+ \gamma_\nu \gamma_\lambda \gamma_\mu \psi$ d'où on tire un tenseur conservatif ($\partial_\nu t_{\mu\nu} = 0$) : $t_{\mu\nu} = \partial_\lambda f_{\mu\nu\lambda}$ qui est antisymétrique et qui est égal à la partie antisymétrique de $T_{\mu\nu}$ changée de signe : $t_{\mu\nu} + T_{\underset{\smile}{\mu\nu}} = 0$. $t_{\mu\nu}$ est le *tenseur complémentaire*.

Nous nous proposons de tirer de ces grandeurs de champ des grandeurs hydrodynamiques décrivant un fluide relativiste généralisant le modèle proposé par Weyssenhoff pour les fluides dotés de rotation propre. On sait que de tels fluides comportent :

une *densité de masse* ρ ;

une *vitesse d'univers* $u_\mu (u_\mu u_\mu = -1)$, d'où on tire un courant $J_\mu = \rho u_\mu$;

une *impulsion* k_μ non colinéaire à la vitesse, d'où on tire suivant les lois de l'hydrodynamique classique, un tenseur d'énergie-impulsion $T_{\mu\nu} = k_\mu u_\nu$ conservatif ;

enfin un *spin* exprimant la rotation propre qui est représenté par un tenseur complètement antisymétrique $\sigma_{\mu\nu\lambda}$ ou son dual $\sigma_\tau = \sigma_{\mu\nu\lambda} \varepsilon_{\mu\nu\lambda\tau}$ (ε symbole de Lévi-Civita), ou encore par un tenseur d'espace propre $s_{\mu\nu} (s_{\mu\nu} u_\nu = 0)$ qui est la projection de $\sigma_{\mu\nu\lambda}$ sur la vitesse $u_\lambda (s_{\mu\nu} = \sigma_{\mu\nu\lambda} u_\lambda)$.

Ce fluide est impropre à représenter le champ de Dirac.

Nous tirons des grandeurs de champ ci-dessus :

1° une densité et une vitesse données par

$$J_\mu = \rho u_\mu.$$

d'où $\rho = \sqrt{- J_\mu J_\mu} = \hbar \sqrt{- \psi^+ \gamma_\mu \psi \cdot \psi^+ \gamma_\mu \psi}$

et

$$u_\mu = J_\mu / \rho = \psi^+ \gamma_\mu \psi / \rho ;$$

2° une décomposition du tenseur $T_{\mu\nu}$ comportant en plus du terme $k_\mu u_\nu$ de Weyssenhoff, un tenseur d'espace propre $\Theta_{\mu\nu} (\Theta_{\mu\nu} u_\nu = 0)$ qui représentera des *tensions internes* :

$$T_{\mu\nu} = k_\mu u_\nu + \Theta_{\mu\nu},$$

d'où on tire

$$k_\mu = - T_{\mu\nu} u_\nu,$$

$$\boxed{k_\mu = \frac{i\hbar}{2} (\partial_\mu \psi^+ \gamma_\nu \psi - \psi^+ \gamma_\nu \partial_\mu \psi) u_\nu}$$

et

$$\Theta_{\mu\nu} = T_{\mu\nu} - k_\mu u_\nu$$

ou

$$\boxed{\Theta_{\mu\nu} = \frac{i\hbar}{2} (\partial_\mu \psi^+ \gamma_\lambda \psi + \psi^+ \gamma_\lambda \partial_\mu \psi) (\delta_{\lambda\nu} - u_\lambda u_\nu),}$$

où $\delta_{\lambda\nu}$ est le symbole de Kronecker.

3° Enfin on peut identifier le tenseur $f_{\lambda\mu\nu}$ de Belinfaute avec le tenseur $\sigma_{\lambda\mu\nu}$ de rotation interne, ou spin, d'où

$$\sigma_{\lambda\mu\nu} = -\frac{i\hbar}{2} \psi^+ \gamma_\lambda \gamma_\mu \gamma_\nu \psi$$

ou $\boxed{\sigma_\rho = \overline{\sigma_{\lambda\mu\nu}} = \frac{\hbar}{2} \psi^+ \gamma_5 \gamma_\rho \psi}$ $(\gamma_5 = i \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4)$.

On a bien, avec $\partial_\nu t_{\mu\nu} = 0$,

$$t_{\mu\nu} = \partial_\lambda \sigma_{\mu\nu\lambda} = \frac{1}{2} (\overline{\partial_\mu \sigma_\nu - \partial_\nu \sigma_\mu}) = - T_{\underset{\smile}{\mu\nu}}.$$

L'énergie-impulsion de rotation est représentée par le dual du rotationnel du spin.

On peut justifier cette représentation hydrodynamique en montrant qu'une gouttelette du genre espace obéit dans son mouvement aux trois lois fondamentales de la dynamique : conservation de la masse, théorème de la quantité de mouvement, théorème du moment cinétique.

On est amené à considérer qu'une telle gouttelette est soumise à une *force* totale $F_\mu = \int f_\mu dv_0$ étendue au volume propre, f_μ étant la densité de force due aux tensions internes $f_\mu = - \partial_\nu \Theta_{\mu\nu}$, et qu'elle est soumise à un *moment* total qui se décompose en deux termes : un terme de volume $-2 \int_{v_0} \Theta_{\underset{\smile}{\mu\nu}} dv_0$ lié au caractère dissymétrique des tensions internes qui transmettent de proche en proche les variations de la rotation interne à l'ensemble de la gouttelette, et un terme de surface $\int_{S_0} \overline{(\sigma_\mu ds^0_\nu - \sigma_\nu ds^0_\mu)}$, lié à la rotation *propre* des éléments du fluide extérieur qui touchent immédiatement la gouttelette et la font tourner en roulant sur eux.

3. — Systèmes couplés non linéaires ;

par M. L. Sideriades,

Centre National de la Recherche Scientifique, Marseille.

On étudie les systèmes couplés non linéaires de nature électronique. L'approximation faite sur la surface caractéristique $i_p = \varphi(v_g, v_p)$ des lampes, organe fondamental de la non-linéarité, est quadratique.

On peut de cette façon aisément éliminer v_p et donner sous sa forme la plus générale une expression mathématique réalisant en quelque sorte la famille généalogique des systèmes différentiels auxquels on aboutit pour les systèmes couplés. On arrive à la forme

$$A_k u_i^* + \varphi_k(u_k) = \Phi_k, \tag{1}$$

où A_k est une admittance complexe, φ_k la caractéristique dynamique, Φ une transformation portant sur les sources de tension continue, u_i, u_k les variables fondamentales (tensions grille) ramenées à une origine convenable.

Le cas d'un couplage interne relatif à une lampe est un cas de dégénérescence, mais ne peut être déduit de la forme générale ; l'étude doit être faite directement.

Le jeu des inductances mutuelles négatives permet de rendre négatifs certains coefficients de A_k qui, d'après les propriétés analytiques des fonctions impédances de dipôles, est un rapport de polynômes à coefficients positifs en l'absence de mutuelles. On peut ainsi concevoir l'existence de couplages du type gyroscopique.

Les méthodes de l'analyse topologique, appliquées au système équivalant à (1) de la forme

$$\frac{dx}{X} = \frac{dy}{Y} = \frac{dt}{T},$$

où X, Y, T sont des fonctions analytiques de leurs arguments, permettent d'établir des liens de parenté entre les divers types d'oscillateurs, d'après l'allure des courbes intégrales, la disposition des points singuliers, etc.

On retrouve ainsi les exemples classiques de la triode oscillatrice, du thyratron, du multivibrateur, de l'Eccles-Jordan, que l'on étudie complètement. Ainsi, le multivibrateur est un système à une seule position d'équilibre qui, lorsqu'elle est atteinte, bloque le système ; les autres points singuliers étant sur la frontière (courbe de choc introduite par la non-linéarité), le système ne peut se bloquer en ces points, mais reçoit des impulsions. L'Eccles-Jordan, au contraire, possède deux positions d'équilibre hors de la frontière. Il peut effectivement les atteindre.

On généralise ces résultats à la conception et à la réalisation d'une bascule à quatre positions d'équilibre stable qu'on étudie en détails. Enfin, on indique que le gyroscope, déduit du multivibrateur par une certaine transformation topologique, donne lieu à des oscillations très stables sous forme de cycles limites qui ne rencontrent pas la frontière.

SECTION MÉDITERRANÉE
(*Montpellier*)

SÉANCE DU 18 FÉVRIER 1956

1. — Sur la détermination du facteur d'orientation dans le monocristal liquide à partir des valeurs des indices de réfraction ;

par M. P. Chatelain,
Professeur à la Faculté des Sciences de Montpellier.

Un grand nombre de corps organiques, solides à la température ordinaire, donnent, par fusion, naissance à un liquide opalescent doué d'une biréfringence optique considérable ainsi que d'une forte anisotropie magnétique, électrique ou de viscosité dans un certain domaine de température ; celui-ci s'étend de la température de fusion à une température de transformation à l'état de liquide isotrope normal. C'est cette anisotropie qui a fait donner le nom de cristal liquide à cet état particulier ; les résultats généraux énoncés ici sont valables pour de nombreux corps donnant une phase nématique, les résultats numériques étant relatifs au para-azoxyanisol.

Nous désignerons par monocristal liquide une préparation homogène dans toute son étendue ; elle peut être assez facilement obtenue soit par frottement des parois solides qui la limitent [1], soit par action d'un champ magnétique, soit mieux par l'action simultanée et concordante des parois frottées et du champ magnétique. Au point de vue optique, le monocristal liquide se comporte comme un cristal uniaxe dont l'axe optique est parallèle à la direction du frottement ou du champ.

Il est ainsi possible de réaliser un prisme liquide dont l'arête est parallèle à l'axe optique ; il permet de mesurer les indices principaux en fonction de la longueur d'onde et de la température [2] ; pour $\lambda = 0{,}589\,\mu$ on trouve

t^o	110	117	120	128	132
n_e	1,865	1,849	1,842	1,814	1.795
n_o	1,559	1,551	1,563	1,569	1,576

L'ensemble de ces résultats s'interprètent, qualitativement, en admettant que le monocristal liquide est un milieu présentant un axe d'isotropie et un seul ; les longues molécules de para-azoxyanisol ont une forte tendance à placer leurs axes parallèlement (nous désignons par axe de la molécule sa direction d'allongement) ; elles peuvent cependant glisser les unes par rapport aux autres, d'où la fluidité du milieu ; l'agitation thermique s'oppose à cette tendance à l'ordre, sans parvenir à le détruire complètement tant que la température de fusion isotrope n'est pas atteinte ; quand la température s'élève, les axes des molécules oscillent de plus en plus autour de l'axe d'isotropie entrainant les variations en sens inverses des deux indices.

Pour préciser la structure du monocristal liquide, il faudrait connaître : 1° le nombre $d\nu$ de molécules par cm³ dont les axes font avec l'axe d'isotropie des angles compris entre θ et $\theta + d\theta$, soit

$$d\nu = f(\theta)\, 2\pi \sin\theta\, d\theta,$$

$f(\theta)$ étant la fonction de répartition des molécules à une température donnée ; 2° le mode de groupement des molécules autour de l'une d'entre elles d'orientation θ.

Sur ces deux points la généralisation à un milieu présentant un seul axe d'isotropie des théories classiques des indices, apporte quelques renseignements.

Soit $\vec{V}$ le champ électrique lumineux dans le vide ; par raison de symétrie si $\vec{V}$ est parallèle ou perpendiculaire à l'axe d'isotropie, le milieu prend une polarisation macroscopique $\vec{P}$ parallèle à $\vec{V}$; P peut se calculer soit à partir de la relation $n^2V = V + 4\pi P$, soit à partir de $P = \nu \bar{p}_V$, ν nombre de molécules par cm³, $\vec{p}$ polarisation d'une molécule d'inclinaison θ, $\bar{p}_V$ valeur moyenne de la composante de $\vec{p}$ suivant $\vec{V}$.

La difficulté, comme toujours, réside dans le calcul du champ $\vec{E}$ de polarisation ; si l'on adopte la valeur habituelle $E = V + (4\pi/3)P$, les conséquences du calcul sont mal vérifiées par l'expérience. Un deuxième calcul a été fait, en admettant qu'à la surface de la sphère de Lorentz-Lorenz, les molécules sont orientées

comme la molécule située au centre ce qui entraîne en ce point

$$\vec{E} = \vec{V} + \frac{4\pi}{3} \nu \vec{p}.$$

Ce calcul tient compte des fluctuations d'orientation du champ $\vec{E}$ dues au groupement en paquets de molécules sensiblement parallèles.

Si A, B, C sont les polarisabilités principales de la molécule, calculables à partir des valeurs des indices du cristal solide et si A', B', C' sont les quantités

$$A' = \frac{A}{1 - \frac{4\pi}{3}\nu A}, \quad B' = \frac{B}{1 - \frac{4\pi}{3}\nu B}, \quad C' = \frac{C}{1 - \frac{4\pi}{3}\nu C},$$

les calculs conduisent aux relations suivantes, d étant la densité, N le nombre d'Avogadro et M la masse moléculaire du para-azoxyanisol,

$$(n_e^2 - 1)\frac{1}{d} = 4\pi \frac{\mathrm{N}}{M}\left[C' - \left(C' - \frac{A'+B'}{2}\right)\overline{\sin^2\theta}\right],$$

$$(n_o^2 - 1)\frac{1}{d} = 4\pi \frac{\mathrm{N}}{M}\left[\frac{A'+B'}{2} + \frac{1}{2}\left(C' - \frac{A'+B'}{2}\right)\overline{\sin^2\theta}\right].$$

Ces relations permettent de calculer $\overline{\sin^2\theta}$ soit à partir de n_e, soit à partir de n_o ; cette fois les valeurs trouvées à une même température sont égales aux erreurs expérimentales près.

Nous donnons ci-dessous non les valeurs de $\overline{\sin^2\theta}$ mais celles de ce qu'on appelle le facteur d'orientation $\varphi(t)$ défini par la relation

$$\varphi(t) = 1 - \frac{3}{2}\overline{\sin^2\theta}.$$

Ce facteur vaut sensiblement 1 dans le solide et 0 dans le liquide isotrope ; dans le cristal liquide :

t^o	110	117	120	128	132
$\varphi(t)$	0,603	0,577	0,550	0,500	0,445

A noter que ce facteur varie relativement peu lorsqu'on le compare aux variations qui se produisent au passage soit à l'état solide (0,603 à 1) soit à l'état liquide isotrope (0,445 à 0).

$\overline{\sin^2\theta}$ et ν sont liés à la fonction de répartition $f(\theta)$, par les relations

$$\overline{\sin^2\theta} = \frac{1}{\nu}\int_0^{\pi/2} f(\theta)\, 2\pi \sin^3\theta\, d\theta$$

avec

$$\nu = \int_0^{\pi/2} f(\theta)\, 2\pi \sin\theta\, d\theta.$$

Si l'étude des indices ne permet pas d'atteindre $f(\theta)$, elle apporte cependant des renseignements quantitatifs sur une intégrale la faisant intervenir.

Par ailleurs, la bonne concordance des résultats théoriques et expérimentaux indique de plus que notre hypothèse relative à l'orientation sensiblement parallèle de molécules voisines est valable pour la plupart des molécules ; c'est-à-dire que le quasi-parallélisme doit se maintenir sur des distances de l'ordre d'une fraction de micron ; l'étude de la diffusion de la lumière a confirmé ce résultat et a permis de donner la valeur de cette distance soit 0,1 μ [3].

[1] Chatelain (P.), *Bull. Soc. Franç. Minér. Crist.*, 1943, **66**, 105.
[2] Chatelain (P.) et Pellet (O.), *Bull. Soc. Franç. Minér. Crist.*, 1950, **73**, 154.
[3] Chatelain (P.), *Bull. Soc. Franç. Minér. Crist.*, 1954, **77**, 353.

2. — Étude optique de la flexion d'une plaque circulaire ;

par M. J. Rabinovitch,
Professeur à la Faculté des Sciences de Montpellier.

Les méthodes optiques, particulièrement bien adaptées aux mesures de faibles déformations, sont d'un usage courant en élasticimétrie. L'optique géométrique fournit par exemple la méthode du levier optique, application de la méthode de Poggendorff aux mesures d'allongements ou de torsion. La lumière polarisée, utilisée autrefois par P. Curie pour étudier la torsion d'un arbre pendant sa rotation, s'est surtout révélée précieuse en élasticité statique. On a dit à juste titre que la photoélasticimétrie polarimétrique permet de « voir la répartition des contraintes ». La loi de Wertheim permet même de calculer l'intensité de ces contraintes à partir des mesures de biréfringences. Enfin les mesures interférométriques permettent de préciser, en valeur absolue, les retards optiques introduits par la compression ou la tension d'une pièce transparente.

Flexion d'un disque. — Des méthodes interférentielles s'appliquent également à la mesure des déformations de matériaux non transparents pourvu que l'on puisse disposer d'une surface de référence réfléchissante solidaire de l'échantillon à étudier. Le montage à adopter dépend évidemment de la forme de cet échantillon.

Nous nous sommes borné — avec l'aide efficace de J. Marcatand et de Mlle A. Combettes [1] — à étudier la flexion subie par des disques plans circulaires soumis à une pression uniforme normale aux faces. De la mesure de la flèche au centre — dans des conditions déterminées — nous déduirons les constantes élastiques E (module d'Young) et σ (coefficient de Poisson) relatives au disque ou bien nous apprécierons la qualité d'un encastrement.

Pour soumettre un disque à une pression uniforme, nous le plaçons horizontalement, de manière que son bord repose sur la gorge polie d'un cylindre métallique creux, à l'intérieur duquel on établit une pression p_i inférieure à la pression atmosphérique extérieure p_e. La différence des pressions $p = p_e - p_i$ est lue sur un manomètre à air libre.

Le fléchissement au centre n'est que de quelques microns (il a rarement dépassé 50 à 60 μ pour les échantillons que nous avons utilisés). Pour le mesurer, nous formons des anneaux de Newton en lumière monochromatique par réflexion entre la surface supérieure du disque et la surface convexe en regard d'une lentille fixe plan-convexe de grand rayon de courbure. Ces anneaux sont observés à la lunette ou en projection sur un écran et du nombre N d'anneaux que l'on voit disparaître ou s'épanouir au centre quand la pression varie nous déduisons le déplacement $d = \mathrm{N}\lambda/2$ du

centre du disque. Les disques dont les faces n'ont pu être travaillées optiquement ont été munis dans la région centrale d'une petite pastille de verre plane bien travaillée. Cela revient à surélever le plan de localisation des anneaux de l'épaisseur de la pastille, sans introduire d'erreur appréciable dans l'évaluation de d.

Expressions de la flèche au centre. — Que le disque soit simplement posé sur son support ou qu'il soit encastré, la flèche au centre, pour des déformations élastiques, est proportionnelle à la pression p. Nous désignerons par $2R$ le diamètre intérieur du cylindre — c'est-à-dire le diamètre intérieur de la surface annulaire sur laquelle repose le disque — et par e l'épaisseur du disque.

Quand le disque est simplement posé et que son diamètre $2R'$ n'est que légèrement supérieur à $2R$, de façon que la pression s'exerce pratiquement sur toute sa surface, la flèche f_1 au centre a pour expression

$$f_1 = \frac{3}{16}(1 - \sigma^2)\frac{R^4}{e^3}\frac{p}{E}\frac{5+\sigma}{1+\sigma}. \quad (1)$$

Lorsque le même disque est encastré, sa flèche au centre f_2 pour la même pression p est donnée par

$$f_2 = \frac{3}{16}(1 - \sigma^2)\frac{R^4}{e^3}\frac{p}{E}. \quad (2)$$

Enfin, si le disque est posé sur un cylindre dont le diamètre intérieur $2R$ est nettement inférieur à $2R'$, de sorte que la pression uniforme p ne s'exerce que sur la portion de surface πR^2 du disque, la flèche au centre f_3 est donnée par

$$f_3 = \frac{3}{16}(1 - \sigma^2)\frac{R^4}{e^3}\frac{p}{E}\left[2\left(\frac{R'}{R}\right)^2\frac{3+\sigma}{1+\sigma} - 1\right]. \quad (3)$$

Résultats expérimentaux et interprétation. — 1° *Disque simplement posé. Calcul de E.* — Pour les très faibles déformations, on obtient une courbe expérimentale $d(p)$ non rectiligne, par conséquent nettement distincte de la droite $f_1(p)$ que l'on devrait obtenir pour les flèches. Cependant $d(p)$ devient rectiligne à partir d'une pression p_0 et l'on peut admettre que la droite $f_1(p)$ s'en déduit par translation et écrire $d = f_1 + \varepsilon$.

L'écart ε existant entre d et f_1 est dû à un léger affaissement de la surface de référence (surface supérieure du disque) provoqué par des déformations élastiques sur les bords du cylindre. On peut envisager deux cas limites : soit un écrasement élastique du bord tranchant du cylindre, soit une pénétration élastique de ce bord dans le disque. Dans l'un comme dans l'autre cas le phénomène est surtout sensible au début de la pression lorsque les surfaces en contact sont faibles.

Les mesures de f_1 nous ont servi à calculer le module d'élasticité E de matériaux dont la valeur de σ est connue. Par exemple avec un disque en verre pyrex d'épaisseur $e = 2$ mm, obturant un cylindre en laiton de diamètre intérieur $2R = 40$ mm, l'affaissement limite $\varepsilon = 6\ \mu$ est atteint pour $p_0 = 250$ mm de mercure. En tenant compte de cet affaissement, la flèche au centre est $f_1 = 27\ \mu$ pour une pression $p = 700$ mm de mercure. On en déduit, par application de la relation (1), $E = 5\,210$ kgp/mm², en adoptant $\sigma = 0{,}25$.

2° *Disque encastré. Calcul de σ.* — Lors de l'encastrement même, on atteint la limite des effets d'écrasement ou de pénétration des bords. Il n'est donc pas étonnant que, la pression p agissant sur le disque, l'expérience donne pour $d(p)$ une droite partant de l'origine. Pour un encastrement parfaitement rigide, on a ainsi $d = f_2$.

Nous nous sommes servi, pour le calcul de σ, des mesures simultanées effectuées avec le même disque et pour une même pression p, des flèches f_1 (disque simplement posé) et f_2 (disque encastré). En désignant par K le rapport f_1/f_2, les formules (1) et (2) nous donnent en effet

$$K = \frac{5+\sigma}{1+\sigma}, \quad \text{soit} \quad \sigma = \frac{5-K}{K-1}.$$

Ce procédé est applicable aux plaques métalliques que l'on peut serrer énergiquement ; c'est ainsi, par exemple, qu'un échantillon de duralumin nous a donné $K = 4{,}5$, d'où $\sigma = 0{,}14$.

Avec des substances fragiles telles que le verre, un bon encastrement étant irréalisable, la détermination de σ peut s'effectuer avec le disque simplement posé, en donnant au diamètre intérieur d'appui $2R$ deux valeurs différentes et en mesurant les flèches dans les deux cas pour une même pression p. La relation (3) appliquée à ces deux mesures fournit l'équation d'où l'on tire σ.

3° *Encastrement imparfait.* — Si, pour éviter l'effritement des bords d'un disque de verre, nous le fixons sur le cylindre au moyen d'un liant, l'encastrement n'est pas suffisamment rigide, même après séchage prolongé. La flèche au centre f'_2 que l'on mesure alors est supérieure à la flèche f_2 qui résulterait, à la même pression p, d'un encastrement parfait. Au lieu de déterminer le rapport $K = f_1/f_2$, nous sommes amené à calculer le rapport $K' = f_1/f'_2$.

On sait que le coefficient de Poisson ne peut dépasser la valeur 0,5 ; portant cette valeur dans l'expression de K, nous obtenons 3,7 comme limite inférieure de K. Le défaut d'encastrement apparaît donc nettement quand K' est inférieur à toute valeur possible de K, c'est-à-dire quand $K' < 3{,}7$.

Nous définirons la qualité d'un encastrement par le rapport $\theta = f_2/f'_2 = K'/K$ que nous pouvons appeler « rapport d'encastrement ». Un encastrement métallique par couronne et écrous de serrage correspond à $\theta = 1$; un disque en verre fixé avec un liant à base de litharge présente un rapport d'encastrement $\theta = 0{,}73$.

[1] Marcatand (J.), Diplôme d'Études supérieures, Montpellier, 1954.
Rabinovitch (J.) et Marcatand (J.), *Rev. Opt.*, 1955, **34**, 103.
Combettes (Mlle A.), Diplôme d'Études supérieures, Montpellier, 1955.
Rabinovitch (J.) et Combettes (Mlle A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 158.
Rabinovitch (J.) et Combettes (Mlle A.), *Cahiers de Physique*, 1955, **9**, n° 61, 35.

SÉANCE DU 21 AVRIL 1956

1. — Description d'un spectromètre infrarouge à prismes et à réseaux ;

par M[lle] A.-M. Vergnoux et M. C. Deloupy,
Laboratoire de Physique
de la Faculté des Sciences de Montpellier.

Nous avons construit un spectromètre qui nous permet d'effectuer, avec une précision suffisante, toutes les mesures très variées que nous aurons à réaliser au laboratoire.

Les appareils disponibles à l'heure actuelle dans le commerce ne sont pas, en général, étudiés pour répondre aux possibilités ci-dessous mentionnées. L'appareil doit, en effet, fonctionner dans une grande étendue spectrale (du visible jusqu'à 30 ou 40 μ), posséder une dispersion et une vitesse d'exploration très variables, présenter une très grande souplesse d'utilisation, particulièrement adaptée à l'étude des cristaux (possibilité d'étudier des cristaux de diverses dimensions, par transmission ou par réflexion et à diverses températures, possibilité de mesurer des indices, des biréfringences, possibilité d'utiliser un interféromètre et un microscope infrarouge), permettre enfin une bonne détermination des intensités par la mesure simultanée de l'intensité transmise ou réfléchie et de l'intensité de référence prises rigoureusement pour la même longueur d'onde. D'où la conception de l'appareil par blocs séparés comprenant des pièces interchangeables d'une façon commode et précise.

I. Bloc source. — Ce bloc est prévu avec un certain nombre de sources commodément interchangeables, chacune étant aussi bien adaptée que possible à une région spectrale déterminée (lampe d'auto, filament Nernst, Globar, sources à émission partiellement sélective [1]).

II. Bloc spectromètre proprement dit. — On y distingue *a*) des parties fixes : fentes d'entrée et de sortie, deux miroirs paraboliques décentrés, une plate-forme bien travaillée dont la rotation permet l'exploration du spectre ; *b*) des parties interchangeables permettant les disposition suivantes :

1° *Utilisation avec prismes :* Sur la plate-forme viennent alors se placer chaque prisme et son miroir de renvoi (dispositif de Wadsworth). On peut utiliser les prismes en simple ou en triple passage grâce à l'adjonction de miroirs rectangulaires de renvoi. Les étalonnages étant faits une fois pour toutes, on fonctionne soit en simple, soit en triple passage par simple déplacement d'un rupteur associé au récepteur et se trouvant près de la fente de sortie. Différents prismes permettent de couvrir le domaine du visible à 40 μ.

2° *Utilisation avec réseaux :* Venant prendre la place des prismes sur la plate-forme, les réseaux utilisés sont des réseaux échelette que nous faisons travailler à la réflexion pour toutes les radiations. Ce résultat est obtenu, sans déplacement du faisceau, grâce à un miroir plan de renvoi entraîné par une came sur une glissière rectiligne rigidement liée à la plate-forme. Actuellement, trois réseaux nous permettent d'aller du visible à 16 μ.

III. Bloc séparateur d'ordres et condenseur. — La séparation des ordres, nécessitée par l'empiètement des spectres donnés par les réseaux, est obtenue grâce à un prisme de petit angle associé à deux miroirs sphériques concaves. Le second de ces miroirs peut être entraîné par un mouvement de rotation en liaison avec celui de la plate-forme du spectromètre.

La partie séparateur d'ordres est court-circuitée lorsqu'on utilise les prismes.

Le même système condenseur fonctionne indifféremment dans un cas comme dans l'autre. Ce système condenseur comprend deux ensembles interchangeables utilisant chacun un miroir concave et des miroirs plans de renvoi. Ce dispositif permet d'obtenir soit de la lumière parallèle, soit une convergence du faisceau et un grandissement très variables pouvant s'adapter à des exigences très diverses de mesures et de petitesse des cristaux. Le système condenseur peut être renforcé et complété par l'utilisation d'un microscope infrarouge venant se placer à l'extérieur du bloc.

Les blocs II et III sont étanches, des fenêtres transparentes interchangeables permettant le passage du faisceau.

A la sortie du bloc III, nous avons donc un faisceau monochromatique à convergence variable, modulé par le rupteur.

IV. Bloc mécanismes. — La rotation de la plate-forme est commandée par une vis d'entraînement. Un moteur électrique, convenablement démultiplié, entraîne cette vis par un système d'engrènement particulier qui permet l'arrêt de la rotation de la plate-forme pendant la durée d'une quadruple mesure.

Quatre mesures sont en effet effectuées pendant chacun de ces arrêts grâce au dispositif suivant : un disque métallique, percé de quatre ouvertures rectangulaires à 90° l'une de l'autre peut porter trois cristaux sur trois de ces fenêtres, la quatrième restant vide afin de permettre la mesure de l'intensité de référence. Un dispositif spécial à commande électrique permet, pendant chaque arrêt de la plate-forme, donc pour chaque longueur d'onde étudiée, d'amener successivement les quatre fenêtres sur le faisceau.

Le disque à cristaux et son dispositif d'entraînement sont montés sur un socle ; le socle, n'étant relié qu'électriquement au dispositif d'entraînement des longueurs d'onde, peut prendre toute position appropriée à chaque genre de mesures, que ce soit sur un faisceau direct ou dévié. Une enceinte étanche et soigneusement calorifugée, munie de fenêtres transparentes, peut venir se fixer sur le socle, autour des cristaux, permettant ainsi de les étudier à des températures très différentes.

V. Bloc récepteur. — Le faisceau est finalement condensé sur le récepteur dont la réponse est amplifiée par un amplificateur accordé sur la fréquence de modulation.

Là encore, plusieurs récepteurs peuvent être utilisés, chacun étant particulièrement intéressant pour une région spectrale déterminée :

deux récepteurs sélectifs très sensibles (cellule au sulfure de plomb et cellule au tellurure de plomb) ;

deux récepteurs non sélectifs (une pile du type Schwarz et un récepteur pneumatique Golay).

Ces récepteurs sont associés à un enregistreur à plume.

Une description plus détaillée de l'appareil sera donnée dans le numéro de janvier 1957 de la *Revue d'Optique*.

[1] Vergnoux (Mlle A. M.), Lacourt (J.) et Rouquayrol (F.), Étude de quelques sources d'infrarouge, *Rev. Opt.*, 1955, **34**, 553.

2. — Influence de la pression sur les propriétés électriques des liquides isolants ;

par M. R. Ducros.

Lorsque, à fréquence d'alimentation constante, on fait varier la température d'un isolant liquide, on constate, dans ses propriétés électriques, une certaine dispersion qui a été rattachée par Debye aux variations de la viscosité mécanique : lorsque cette viscosité augmente, le déplacement des dipôles devient de plus en plus difficile, ce qui diminue la constante diélectrique, tandis que l'angle de perte, après avoir tout d'abord augmenté, passe par un maximum pour tendre ensuite vers zéro.

Nous avons pensé que le résultat précédent pouvait être étendu à d'autres variables que la température : puisque, d'après les idées de Debye, la température n'agit qu'indirectement, par l'intermédiaire de la viscosité, toute autre grandeur qui modifie la viscosité peut être susceptible de faire apparaître une dispersion des propriétés électriques.

L'expérience a vérifié ce point de vue en ce qui concerne la pression. Au moyen d'une pompe de Cailletet, nous avons comprimé jusqu'à 400 kg/cm² divers diphényles chlorés et mesuré leurs propriétés diélectriques dans une gamme de fréquences comprise entre 50 Hz et 2 MHz ; en fonction de la pression, les courbes obtenues pour l'angle de perte passent bien par un maximum et celui-ci se déplace vers les hautes pressions lorsqu'on diminue la fréquence ou la température.

SECTION CENTRE-OUEST
(*Poitiers*)

SÉANCE DU 4 JUIN 1955

Quelques progrès récents en optique électronique ;

par M. Zouckermann,
Professeur à la Faculté des Sciences de Poitiers.

SÉANCE DU 25 JUIN 1955

Recherches récentes sur la théorie des dipôles. Applications à la théorie des multipôles ;

par M. Ameil,
Ingénieur des Télécommunications à Poitiers.

SÉANCE DU 17 MARS 1956

Sur un problème de transport de chaleur par déplacement d'un solide ;

par M. M. Cotte,
Professeur à la Faculté des Sciences de Poitiers.

Cette Communication paraîtra prochainement dans le *Journal de Physique*.

SÉANCE DU 28 AVRIL 1956

1. — L'individualisation de la matière dans les phénomènes de diffusion ;

par M. C. Bory,
Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Poitiers

Après avoir remarqué que les transformations ponctuelles continues qu'emploie la cinématique des fluides ne peuvent pas représenter les phénomènes de diffusion qui sont cependant à l'origine, à tout le moins pour les gaz, des effets de viscosité, l'auteur s'est attaché à introduire de nouvelles transformations. Elles lui ont permis de refaire la théorie, classique en théorie cinétique des gaz depuis Maxwell, de la viscosité et de la conductibilité thermique, mais en se tenant strictement dans l'idée d'une structure continue pour la matière.

Dans cette première partie de son exposé l'auteur a résumé une question déjà publiée [1].

La théorie introduit une fonction représentant la répartition à chaque instant de la matière diffusée à partir de chaque petit élément d'espace. La matière contenue dans chacun de ces éléments ayant été individualisée à l'origine des temps, le fait que l'on puisse suivre de proche en proche la marche de cette matière au cours du temps impose des conditions à la fonction de répartition, celles-ci s'expriment par une équation intégrale. L'auteur montre qu'on parvient à la même équation par un raisonnement statistique envisageant la matière comme formée de granules.

La question se pose alors du sens que l'on peut attribuer à des lois de répartition définies par des fonctions qui ne vérifieraient pas l'équation intégrale. Il ne serait plus alors possible de suivre la marche au cours du temps de ce qui évolue et qui, par conséquent, ne pourrait plus être pensé à la façon dont nous pensons la matière. L'idée se porte alors d'elle-même sur les théories modernes de la lumière.

On est ainsi conduit par la voie d'une théorie purement descriptive et se tenant entièrement dans le continu au problème de l'individualisation qui s'est introduit en physique à la suite d'études de nature très différente.

L'étude que nous venons de présenter doit faire l'objet d'une publication plus étendue.

[1] Bory (C.), *Ann. Physique* [12], 1953, **8**, 313.

2. — Sur un dispositif à double focalisation réalisable à l'aide des sources d'ions usuelles des spectromètres de masse [1] ;

par M. R. Vauthier,
Assistant à la Faculté des Sciences de Poitiers.

Par suite de la structure des sources d'ions de spectromètre de masse, il existe une relation définie entre l'angle α sous lequel une trajectoire quitte la source d'ions et l'énergie de l'ion correspondant ; les ions des trajectoires marginales sont ainsi légèrement plus rapides que ceux des trajectoires centrales.

Les aberrations d'ouverture et de chromatisme étant de signe contraire dans les spectromètres de masse usuels, la relation précédente peut être mise à profit pour compenser l'une des deux aberrations par l'autre.

Seule alors subsistera l'aberration de chromatisme due à la vitesse initiale des ions.

[1] Vauthier (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 1388.

SECTION SUD-EST
(*Lyon*)

SÉANCE DU 24 FÉVRIER 1956

Fidélité et infidélité dans les canaux électroacoustiques ;

par M. A. Moles,
Docteur ès Sciences, Ingénieur I. E. G.

L'évolution récente des structures sociologiques de la musique due à l'expansion des canaux sonores spatiaux (radiodiffusion) et temporels (enregistrement, disque, magnétophone) donne une importance nouvelle au problème de la fidélité de ceux-ci. Le rôle des canaux de transmission est de restituer à la sortie une forme temporelle $f_2(t + \tau)$ aussi voisine que possible de la forme temporelle $f_1(t)$ appliquée à l'entrée (microphone par exemple), ce qui donne à l'étude des corrélations $\overline{f_1(t) . f_2(t + \tau)}$, τ étant le délai de transmission, un rôle prépondérant. Le seul critère opérationnel valable de la fidélité avec laquelle la forme $f_2(t + \tau)$ évoque la forme initiale est fourni par les propriétés psychophysiques de l'auditeur, consommateur du signal sonore, et non par un critère dogmatique *a priori* tel que $f_1(t) = f_2(t + \tau)$, en fait impossible à réaliser.

A partir du théorème de Fourier généralisé, toute forme sonore peut s'écrire

$$f(t) = K \sum_{2\pi.16}^{2\pi.16\,000} A\ (\omega_i,\ t) \sin\ (\omega_i t + \varphi_i).$$

Ce n'est que dans le cas très particulier où $A(\omega_i,\ t)$ devient indépendant de t que $f(t)$ *dégénère* en une fonction périodique développable en série de Fourier. La seule représentation adéquate de cette forme est la représentation tridimensionnelle du son selon les trois coordonnées pression sonore, fréquence, temps ou, en utilisant des coordonnées logarithmiques directement liées par la loi de Fechner à la sensation psychophysique perçue, niveau L, hauteur H, temps t. La matière sonore est donc représentée par l'évolution du spectre instantané en fonction du temps. Sur la base de ces trois coordonnées, on peut classer les diverses distorsions qui affectent la forme sonore dans le canal transmetteur. Pour étudier et apprécier l'importance de celles-ci, il convient de les comparer aux seuils différentiels dynamiques de perception du sujet récepteur et non aux seuils statiques relevés en laboratoire sur des sujets orientés vers une perception précise.

En particulier, on peut appeler « parfaite » une reproduction musicale dont la réponse en fréquence $\overline{A_{\text{sortie}}/A_{\text{entrée}}\ (\omega)}$ varie de moins de ± 2 db dans toute la gamme acoustique pour l'ensemble du canal. Le problème de la haute fidélité est rendu difficile par la plasticité extraordinaire des sujets qui s'accoutument aux déformations les plus extraordinaires comme le montre l'expérience et, pour le résoudre, une doctrine nous est fournie par la théorie informationnelle de la musique et de la parole. Celle-ci distingue dans le signal musical deux types d'information liés aux deux modes d'assemblage différents de la série des éléments psychophysiques formés par les seuils différentiels en hauteur et en niveau du récepteur (répertoire des symboles) selon les modes d'*attention* de celui-ci. Ce sont les informations *sémantique* : intelligible, structurée, transcriptible et correspondant à peu près au schéma opératoire constitué par la partition, et *esthétique* : liée directement à l'aspect sensoriel et immédiat de la perception sonore.

Ces informations sont séparables expérimentalement par divers procédés, dont le filtrage ou l'écrêtage infini qui détruisent sélectivement la plus grande part de l'information esthétique en laissant subsister l'information sémantique. La redondance très élevée de celle-ci due à la rigidité de la partition par rapport aux écarts du signal musical réel, la rend particulièrement difficile à détruire et lui permet de rester perçue, à la limite, noyée dans un bruit de fond supérieur de 15 db au niveau des fortissimi. De même, on peut conserver une part notable de l'information sémantique dans un canal ayant une largeur d'une demi-octave et une profondeur de modulation de 0 db (écrêtage infini). Ces expériences jointes à celles d'inversion qui, surtout dans le discours, détruisent sélectivement la majeure partie de l'information sémantique permettent de tracer approximativement la répartition de ces deux types d'information sur la carte du domaine sonore. Le problème de la fidélité est alors régi par la considération de la quantité d'éléments d'information utiles et appréhensibles dans les divers points de la carte sonore, d'où le concept d'un « coefficient de qualité » global exprimé par la transcorrélation de l'entrée à la sortie du canal.

De même, en ce qui concerne les distorsions extrinsèques (bruit, parasites) et intrinsèques (surmodulation et transmodulation), il est possible de définir une échelle simple de qualité dynamique par la confrontation du niveau de bruit réel d'un canal à la dynamique idéale de celui-ci que diverses expériences montrent être contenue dans l'espace $D - 5$, $D + 15$, D étant la dynamique 20 log *fff/ppp* du signal initial à reproduire.

Le concept de « distorsions temporelles » (pleurage,

changements de vitesse) conduit au concept de transposition totale, mais l'étude des débits d'informations sémantique et esthétique au cours du temps conduit à distinguer les époques *transitoires* chargées surtout d'information sémantique et les époques *permanentes* chargées d'information esthétique. Dans les cas où l'on s'intéresse exclusivement au message sémantique (discours) et où l'on désire augmenter le rendement de la transmission (téléphonie transatlantique), on est conduit à augmenter systématiquement le rapport des informations sémantique et esthétique en rejetant par un échantillonnage convenable la plus grande part de l'information esthétique transmise par les voyelles et en sélectionnant les parties transitoires (consonnes) ; on peut ainsi accélérer une transmission dans le rapport de 1 à 6 en lui conservant son intelligibilité. Cet échantillonnage est laborieux, mais si l'on se contente d'un taux moindre d'accélération, il est possible de l'effectuer au hasard à l'aide d'un système magnétophonique à plusieurs têtes qui permet de dilater ou de contracter à volonté la durée d'exécution d'une bande magnétophonique sans altérer en rien les caractères apparents du signal (hauteur, débit *relatif*) dans une marge de — 30 % à + 50 % (régulateur temporel de Schiesser-Springer). Cette transformation est réalisable aussi pour le signal musical, ce qui ouvre de nombreuses applications techniques (doublage des films, musique de films, minutage des programmes de radiodiffusion, musiques expérimentales).

L'ensemble de ces expériences conduit à travers l'étude du concept de « fidélité » à définir opérationnellement les qualités que l'on peut exiger d'un canal de transmission, tel qu'un enregistreur magnétophonique ou un reproducteur de disques, et à présenter les éléments d'une théorie informationnelle de la musique.

La conférence a été illustrée par des enregistrements sur bandes magnétiques, réalisés par M. A. Moles, et suivie d'une audition de disques.

Le matériel électroacoustique utilisé a été présenté par M. J. Tacussel, Ingénieur E. S. C. I. L., Licencié ès Sciences, qui est à l'origine de son étude et de sa réalisation.

L'ensemble comprenait un magnétophone (vitesse 19 cm/s) d'une dynamique utile de 50 db, un tourne-disques à têtes interchangeables, à 3 vitesses, un préamplificateur correcteur à entrées multiples, un amplificateur de puissance et un système de haut-parleurs multiples.

L'amplificateur de puissance comportait un étage de sortie équipé de tubes EL34 avec contre-réaction d'écran ; il délivrait une puissance de 20 W modulée entre 20 Hz et 20 kHz, avec une distorsion inférieure à 0,1 %.

Le système de haut-parleurs, avec filtre de séparation à trois voies ($<$ 1 000 Hz, 1 000-5 000 Hz, $\geqslant$ 5 000 Hz) présentait une réponse acoustique linéaire à ± 5 db près entre 40 Hz et 14 kHz.

Étant données les caractéristiques techniques du matériel utilisé, l'acoustique du local était en fait, mises à part ces conditions initiales de l'enregistrement et de la prise de son, le seul facteur limitatif de la fidélité du canal sonore réalisé.

SÉANCE DU 23 MARS 1956

1. — Influence des contraintes mécaniques sur l'émission électronique secondaire des substances métalliques polycristallines ;

par MM. F. Davoine et R. Bernard.

La déformation plastique d'une substance métallique polycristalline semble produire une importante variation du facteur d'émission électronique secondaire. Des expériences ont été faites avec des bandes et des fils métalliques et mettent en évidence un accroissement du coefficient d'émission secondaire d pouvant atteindre 20 % avec le nickel, l'or, le molybdène. Un recuit de ces substances rétablit la valeur initiale de d.

Ce travail fera l'objet d'un exposé complet qui paraîtra prochainement au *Journal de Physique.*

2. — Influence des contraintes mécaniques sur l'émission photoélectrique des substances métalliques polycristallines ;

par MM. R. Bernard, C. Guillaud et R. Goutte.

Les mesures d'émission photoélectrique effectuées sur des échantillons métalliques polycristallins soumis à des efforts de traction ou de flexion, démontrent :

a) que les contraintes mécaniques provoquent un accroissement de l'émission ;

b) que cet effet est réversible dans le domaine des déformations élastiques et irréversible dans le domaine des déformations plastiques.

Ce travail fera l'objet d'un exposé complet qui paraîtra prochainement au *Journal de Physique.*

SÉANCE DU 23 NOVEMBRE 1956

(Organisée en commun avec le Groupe du Sud-Est de la Société Française des Electriciens)

Les progrès récents dans la mesure des champs magnétiques et des constantes atomiques fondamentales ;

par M. P. Grivet.

Le texte de cette Communication paraîtra dans la *Revue Générale de l'Électricité.*

SECTION DE STRASBOURG

SÉANCE DU 17 FÉVRIER 1956

L'hydrodynamique des solutions de macromolécules. Évolution de la théorie. Applications récentes ;

par M. R. Cerf,
Centre de Recherches sur les Macromolécules.

Exposé des possibilités des méthodes hydrodynamiques pour la détermination de la masse et de la forme des macromolécules en chaînes ainsi que pour l'étude de leur mécanique interne.

Discussion des problèmes théoriques qui se posent et des diverses solutions qui ont été avancées. On a employé successivement :

1° des modèles simples (haltère élastique, sphère élastique),

2° des modèles aussi fidèles que possible (collier de perles),

3° un modèle intermédiaire (modèle à N sous-chaînes de Gauss).

Il semble qu'à l'heure actuelle les modèles simples du type 1 soient arrivés au bout de leurs possibilités.

Quant aux théories du type 2, elles ne permettent pas de tenir compte de la viscosité interne ; elles ne pourront progresser que si l'on parvient à y introduire ce paramètre ; il n'est pas certain que cela soit pratiquement possible.

La théorie 3 fournit un nouveau point de départ. L'intérêt du modèle a d'abord été souligné par un travail de Rouse [1] sur la dispersion de la viscosité en haute fréquence (technique du cristal de torsion). L'auteur [2] a récemment introduit la viscosité interne dans le modèle et présenté une théorie hydrodynamique générale des solutions de macromolécules en chaînes (qui tient compte également des interactions hydrodynamiques).

La théorie a été appliquée à l'étude de l'effet Maxwell. Les conclusions essentielles de la théorie de la sphère élastique ont été retrouvées, mais les nouveaux résultats sont beaucoup plus explicites et permettent d'aborder l'étude quantitative des phénomènes. Un article plus complet paraîtra prochainement [3].

Il est également possible avec la nouvelle théorie d'expliquer la viscosité non-newtonienne des solutions de macromolécules en chaînes.

[1] Rouse (P. E.), *J. Chem. Phys.*, 1953, **21**, 1272.
[2] Cerf (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 531 ; 1955, **241**, 496 et 1458.
[3] Cerf (R.), Communication au Symposium de Chimie macromoléculaire, Réhovoth, 1956. *J. Polymer. Sc.* (à paraître).

SÉANCE DU 2 MARS 1956

Évolution de la théorie de l'antiferromagnétisme. Couplage de spin par superéchange dans le palladium et ses alliages ;

par M. J. Wucher.

SECTION BOURGOGNE-FRANCHE-COMTÉ
(Dijon)

SÉANCE DU 17 MARS 1956

(*) **1. — Profils strioscopiques ;**

par M. P. M. Duffieux,
de l'Université de Besançon.

Le petit problème de métrologie optique dont il est question ici m'a été signalé par M. Vittzo, de Lausanne.

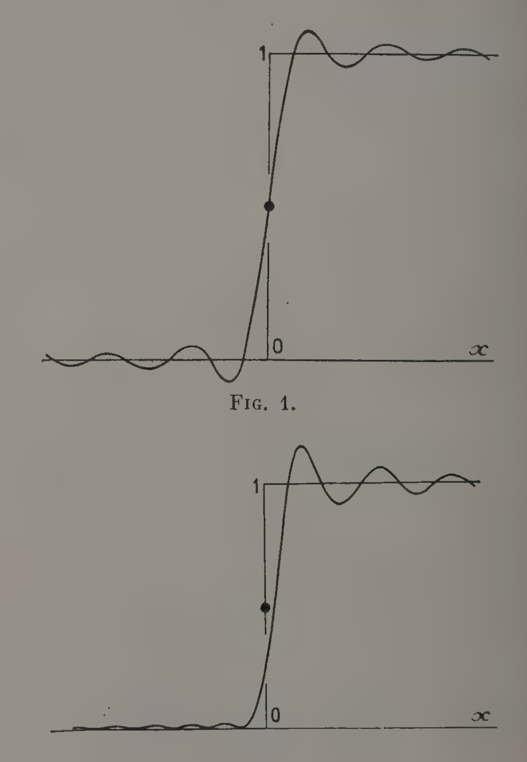


Fig. 1.

Fig. 2.

Il s'agit des meilleures conditions optiques permettant de mesurer le diamètre d'un fil cylindriq[illegible] Les projecteurs de profils usuels, en éclairage semi-[illegible]érent et, plus généralement, les projecteurs d'imag[illegible]e grande

ouverture numérique ne donnent pas de bons résultats. Cela tient, je crois, surtout, à ce que l'habitude de l'imagerie incohérente fait rechercher «la bonne image» suivant les normes classiques. La théorie de l'information enlève beaucoup à la solidité de cette conviction. L'information se mesure à partir du produit de la surface de l'objet par l'ouverture angulaire du faisceau. Or ici il s'agit d'un profil linéaire, d'aire nulle, correspondant, relativement à une imagerie incohérente, à une information infiniment petite. On peut donc réduire considérablement l'ouverture numérique des faisceaux.

Je donne ici un exemple théorique, facile à calculer et dont les suites pratiques sont actuellement étudiées au Laboratoire de Métrologie optique de Besançon. L'image cohérente du bord rectiligne d'un écran mince opaque est facile à calculer [1]. Elle se déduit du schéma géométrique de la discontinuité par la suppression des hautes fréquences de la transformée, qui est ici la figure de diffraction à l'infini correspondante. Le filtre passe-bas que représente l'objectif de projection fait apparaître des franges qui sont données (*fig.* 1) en amplitude complexe. L'amplitude de la partie transparente de l'objet est notée 1 et celle de la partie opaque 0. Sur la discontinuité, la valeur théorique de l'intégrale ou de la série de Fourier représentant le bord de l'écran est donc 0,5. Je l'ai marquée par un point rond. Ce point joue un rôle considérable dans le dessin de l'image *en amplitude complexe*. Dans le cas particulier dont il est question ici, la courbe de distribution de l'amplitude dans l'image passe toujours par ce point. Dans l'image normale non strioscopique, la courbe représentant la distribution d'énergie ne passe plus par ce point et il est difficile d'y rattacher un élément simple et facile à pointer de l'image normale d'énergie (*fig.* 2).

La strioscopie fournit des solutions plus commodes. Si l'on retranche de la distribution de la figure 1 une distribution uniforme d'amplitude complexe de valeur 0,5, l'image d'énergie ne ressemble plus à une image mais le profil est marqué par une frange noire qui coïncide exactement avec la discontinuité de l'objet (*fig.* 3).

Trois clichés, obtenus avec le montage optique décrit dans [1] et pris par Mlle J. Gaultier du Marache sont projetés. L'objet est un fil de 1,5 mm tendu dans une fente de 4,5 mm. La distribution générale de l'éclairement dépend du nombre des franges occultées au centre de la figure de diffraction. La frange noire du profil demeure inchangée. Sur un cliché, ces franges séparent des plages d'un éclairement à peu près uniforme qui, chose curieuse, est quatre fois plus grand au niveau du fil qu'au niveau des deux fentes qui l'encadrent. En élargissant la partie occultée, la lumière se rassemble autour des franges noires en liserés lumineux de plus en plus étroits et symétriques. On tend vers l'aspect classique des projections strioscopiques faites en expérience de cours dans l'enseignement. Il est d'usage de signaler ce liseré comme caractéristique de l'imagerie strioscopique. C'est la frange noire qui est caractéristique mais elle disparaît quand le degré de cohérence des faisceaux diminue et que l'on tend à ne plus conserver, de la lumière diffractée

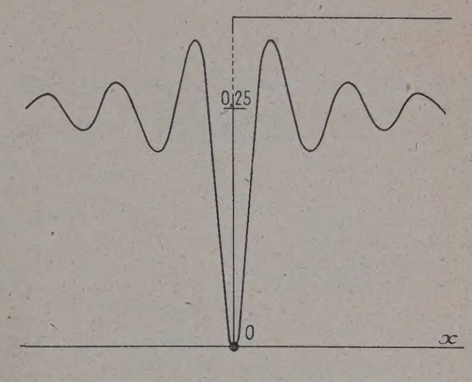


Fig. 3.

par les contours des objets, que cette partie où se rassemblent tous les défauts des optiques et tous les vices de définition des contours et que l'on appelle la diffraction éloignée.

[1] Duffieux (P. M.), Tirouflet (J.), Guenoche (H.) et Lansraux (G.), *Ann. Physique*, 1944, **19**, 355.

2. — Étude cryométrique des systèmes binaires chlorure de baryum-nitrates fondus ;

par MM. Y. Doucet et M. Bizouard.

La cryométrie des solutions de chlorure de baryum dans les solvants successifs, nitrates d'argent, de lithium et de potassium, a été faite depuis les concentrations les plus faibles jusqu'à celles des eutectiques. Les courbes expérimentales sont comparées à celle de la formule de Haase applicable aux solutions idéales en milieu totalement dissocié.

Les solutions dans le nitrate d'argent fondu s'écartent fort peu de l'idéalité même à la concentration de l'eutectique. Il est vrai que celui-ci se produit très tôt, à la molalité de 0,55 seulement.

Avec le nitrate de lithium, il a lieu vers $m = 1,22$. L'écart à l'idéalité semble attribuable surtout à l'énergie interne, l'entropie molaire d'excès restant faible.

Il en est de même avec le solvant nitrate de potassium fondu, pour lequel l'écart serait dû à l'enthalpie d'excès. Mais d'autres mesures sont en cours, avec le chlorure de baryum pris comme solvant, pour étendre le domaine des mesures et chiffrer avec précision la grandeur des fonctions thermodynamiques d'excès.

BILAN AU 31 OCTOBRE 1955

ACTIF

		Décomposition.	Totaux.
Titres déposés (Crédit Lyonnais et Agent de change)			7 560 140
1° Placements du Fonds de réserve		847 954	
2° Placements des disponibilités		6 712 186	
Espèces			5 255 115
Crédit Lyonnais		1 967 918	
Agent de change		45 279	
Chèques postaux		3 114 800	
Chez Gauthier-Villars		36 235	
Petite caisse Société { M. Poulard	19 909	50 314	
Petite caisse Société { M. Jeandel	30 405		
Petite caisse Exposition (M. Poulard)		40 569	
Éléments non comptabilisés :			
431 actions du *Journal de Physique.*			
Ouvrages en dépôt chez Gauthier-Villars (Mémoires sur la Physique en 5 Tomes ; Données numériques par Dufet en 3 Tomes ; Livre du Cinquantenaire).			
Cotisations à recouvrer	667 437		
Créances sur exposants à recouvrer	847 930		
Total de l'Actif		12 815 255	12 815 255

PASSIF

		Décomposition.	Totaux.
Fonds de réserve			847 954
Situation au Bilan du 31 octobre 1954		847 954	
Cotisations des nouveaux Membres à vie		néant	
Le total est représenté par { Titres	847 954		
Le total est représenté par { Espèces	néant		
Provisions libres			9 639 419
Situation au Bilan du 31 octobre 1954		8 484 574	
Solde créditeur du compte des Ressources et des Charges de l'exercice annexé au Bilan — Société —	653 951	1 154 845	
Exposition +	1 808 796		
Le total est représenté par { Titres	6 712 186		
Le total est représenté par { Espèces	2 927 233		
Journal de Physique			1 658 963
Situation au Bilan du 31 octobre 1954		+ 1 407 950	
Subvention du C. N. R. S. pour documentation bibliographique		+ 500 000	
Versements effectués les 27 juin et 16 septembre 1955		— 1 407 950	
Rétrocession des 6/10e du montant des cotisations encaissées au cours de l'exercice		+ 1 158 963	
Le total est représenté par des espèces.			
Comité français de Physique			668 919
Situation au Bilan du 31 octobre 1954		+ 399 919	
Subventions pour frais de mission		+ 1 762 000	
Dépenses pour frais de mission		— 1 493 000	
Le total est représenté par des espèces.			
Total du Passif égal à celui de l'Actif		12 815 255	12 815 255

Annexe au Bilan au 31 octobre 1955. Compte des Ressources et des Charges

au cours de l'Exercice 1954-1955.

		Charges.	Ressources.
Cotisations encaissées			1 931 605
au titre de l'exercice	1 729 506		
arriérées	177 499		
anticipées	24 600		
Rétrocession des 6/10e des cotisations au *Journal de Physique*		1 158 963	
Subvention du C. N. R. S. pour documentation bibliographique			500 000
Rétrocession de la totalité de cette subvention au *Journal de Physique*		500 000	
Ressources diverses, suivant détail annexé (Société proprement dite)			369 124
Frais généraux de fonctionnement, suivant détail annexé (Société proprement dite)		1 795 717	
Ressources diverses, suivant détail annexé (Exposition)			6 824 790
Frais généraux de fonctionnement, suivant détail annexé (Exposition)		5 015 994	
SOLDE CRÉDITEUR du compte des Ressources et des Charges de l'exercice (reporté aux PROVISIONS LIBRES).			
Balance { Société	— 653 951	1 154 845	
Balance { Exposition	+ 1 808 796		
		9 625 519	9 625 519

Annexe au Compte des Ressources et des Charges

Détail des ressources diverses (Société proprement dite) :

Droits d'entrée des nouveaux Sociétaires	3 900
Cotisations de la Section d'Optique	6 500
Ventes d'ouvrages par Gauthier-Villars	23 846
Intérêts des titres	279 558
Dons sans affectation particulière (Walter J. Johnson, 4 320 ; M. Paine, 1 000 ; Société Kodak-Pathé, 50 000)	55 320
Subventions ministérielles	—
Total porté au Compte des Ressources et des Charges	369 124

Détail des frais généraux de fonctionnement :

Loyer du Siège social	1 832
Service de la Bibliothèque	800
Traitements des Agents	363 000
Contribution mobilière	2 140
Sécurité sociale et impôts sur traitements	111 023
Frais de bureau, 71 838 ; correspondance, 57 925 ; frais de banque, 15 795 ; recouvrement des cotisations, 16 350 ; étrennes et gratifications facteurs et concierges, 1 450.	163 358
Convocations : Conseil, 645 ; Assemblée, 9 836 ; séances, 88 874 ; bandes, étiquettes et adresses pour envois, 46 241 ; projections, 13 400	158 996
Cotisations versées à l'Union des Associations scientifiques, au Comité de l'Éclairage et du Chauffage, au Conseil électrotechnique et au Comité français de l'Optique	27 500
Sépulture Fresnel 1954	1 810
Prix de fondation (Ancel et A. Cotton)	40 000
Prix au Lauréat de Physique du Concours général	5 000
Frais de voyage conférenciers étrangers	68 000
Frais de réception Professeurs étrangers	442 420
Frais de voyage conférenciers français à l'étranger	25 000
Frais de voyage conférenciers Paris et province	41 528
Frais Colloque Nancy	156 560
Frais Colloque A.M.P.E.R.E.	120 000
Téléphone Secrétaire général	26 660
Déjeuner du 25e anniversaire découverte radioactivité artificielle (solde)	40 090
TOTAL porté au Compte des Ressources et des Charges	1 795 717

Annexe au Compte des Ressources et des Charges

Détail des ressources diverses (Exposition) :

	Charges.	Ressources.
Recouvrements Exposition 1954		263 634
Recettes provenant des communications téléphoniques Exposition		12 000
Recouvrements frais électricité Exposition		400 000
Produit de la vente des catalogues		250 077
Produit de la publicité faite dans le catalogue		1 116 200
Produit de l'impression des pages techniques dans le catalogue		876 340
Produit des textes techniques concernant les appareils non exposés		296 400
Produit de la location des emplacements à la Sorbonne		3 218 000
Recouvrements Assurances		39 920
Recouvrements clichés pour pages techniques et publicité du catalogue		190 100
Recouvrements confections clichés		18 299
Remboursements divers : dépliants, 39 450 ; cartes d'invitation, 90 450 ; vignettes, 13 920		143 820
		6 824 790

Détail des frais généraux de fonctionnement :

	Charges.	Ressources.
Traitements des Agents	847 230	
Sécurité sociale et impôts sur les traitements	196 717	
Téléphone rue Cuvier	32 175	
Frais divers bureau Exposition	308 828	
Frais installation électrique Sorbonne	388 750	
Location salles Sorbonne et frais personnel	253 218	
Frais d'Assurances	16 710	
Sonorisation	90 000	
Aménagements Exposition	225 860	
Frais de papeterie	9 575	
Impression de catalogues	2 192 692	
Frais d'envoi de catalogues	98 327	
Déjeuner de l'exposition (solde)	71 200	
Remise pour publicité catalogue	135 120	
Frais téléphone exposition	39 930	
Frais divers : panneaux, 29 480 ; circulaires, 4 578 ; vignettes 39 800	73 858	
Frais de correspondance	35 804	
	5 015 994	

STATISTIQUE au 31 octobre 1955

Nombre de Sociétaires :

Seine et Seine-et-Oise	667
Départements et colonies	313
Étranger	141
TOTAL	1 121

Les Membres à vie sont ainsi répartis :

Seine et Seine-et-Oise	144 + 3 honoraires
Départements	60 + 1 honoraire
Étranger	36 + 9 honoraires

Collectivités :

Seine et Seine-et-Oise	63
Départements	32
Étranger	13

Sociétaires décédés en 1954-1955	10 dont 5 membres à vie et 1 honoraire
Démissionnaires	23 dont 3 collectivités

Admissions :

Seine et Seine-et-Oise	31 dont 2 collectivités
Départements	13
Étranger	8 dont 1 membre honoraire et 1 collectivité

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. — Dépôt légal : 4e trim. 1956. — Imp. TAFFIN-LEFORT, à Lille (France).